目　录

（上　册）

第一章　绪论 …… 1
§1.1 天文学的研究对象和意义 …… 1
§1.2 宇宙中天体的层次 …… 15
§1.3 天文学发展简史 …… 29
§1.4 中国天文学发展简史 …… 41
第二章　天球坐标和时间计量系统 …… 51
§2.1 天球 …… 51
§2.2 球面三角初步 …… 55
§2.3 常用的几种天球坐标系 …… 62
§2.4 天体的周日视运动和星空的周年变化 …… 70
§2.5 时间及其计量 …… 78
§2.6 不同时间计量系统的换算 …… 90
§2.7 历法简介 …… 97
第三章　天文观测与仪器 …… 111
§3.1 天体的电磁辐射 …… 111
§3.2 光学望远镜 …… 117
§3.3 射电望远镜 …… 136
§3.4 其他波段的观测和观测仪器 …… 148
§3.5 天体测量仪器 …… 158
第四章　地球和月球 …… 165
§4.1 地球的形状和大小 …… 165
§4.2 地球的内部结构 …… 171

§4.3 地球的大气 ……175
§4.4 地球的磁场 ……180
§4.5 地球的运动 ……183
§4.6 地球的潮汐 ……187
§4.7 月球概况 ……190
§4.8 月球的运动及其引起的天文现象 ……199
§4.9 月球的物理状况 ……209
§4.10 日食和月食 ……226
§4.11 月球的起源和演化 ……246
第五章 行星和卫星 ……255
§5.1 太阳系观念的确立 ……255
§5.2 行星的视运动 ……265
§5.3 行星和卫星的轨道 ……275
§5.4 开普勒定律及其应用 ……282
§5.5 行星和卫星的物理概况 ……291
§5.6 水星和金星 ……300
§5.7 火星及其卫星 ……306
§5.8 木星及木卫系统 ……311
§5.9 土星及土卫系统 ……321
§5.10 三颗远日行星 ……326
第六章 太阳系内的小天体 ……337
§6.1 小行星 ……337
§6.2 特殊小行星 ……348
§6.3 彗星 ……354
§6.4 一些著名的彗星 ……365
§6.5 流星和流星体 ……373
§6.6 陨星和陨星雨 ……381
§6.7 行星际物质 ……392

§6.8 太阳系起源与演化概述……397
第七章 太阳……405
§7.1 太阳概述……405
§7.2 太阳的分层结构……412
§7.3 光球……420
§7.4 色球……429
§7.5 日冕……437
§7.6 黑子……444
§7.7 日珥……457
§7.8 光斑、谱斑和耀斑……465
§7.9 太阳的射电辐射……474
§7.10 日地关系……480
附录Ⅰ 哥白尼以来天文学大事记
附录Ⅱ 球面三角的一些基本公式
附录Ⅲ 星官和星座
附录Ⅳ 日面坐标

第一章　绪　论

§1.1　天文学的研究对象和意义

天文学是自然科学的基础学科之一，它有着极其悠久的历史，经久不衰的魅力。至今仍在蓬勃发展，是当代科学前沿阵地上非常活跃的一门学科。

一、天文学研究的对象及方法

简单地说，天文学是研究广袤无垠的宇宙中各类天体及其系统的科学，是研究它的位置、分布、运动、形态、结构、物理状况、化学组成、相互关系及其起源演化的科学。

所谓天体或天体系统，一般是指地球大气以外宇宙空间中各种客体的总称。因此，“天上”的云彩、振翅的鸟禽以及穿云破雾的飞机并不属于天体的范畴，只有象远在地球大气之外的太阳、月亮及繁星才是天文学研究的对象。根据这样的原则，虽已落到地面上的陨星，因为它们来自地球大气之外，所以仍是天体。当然以地球大气划分的标准也不是绝对的，如流星的明亮余迹也在大气层内，但总把它看作天文现象。而且，人造卫星、宇宙火箭乃至航天飞机一般都称为人造天体。另一方面，人类的摇篮地球是太阳系内九大行星之一，它就在宇宙空间绕太阳运动，所以从天文学的角度来看，地球是一个普通的行星，也是一个天体（彩照 1）。

天文学与气象学各有不同的研究对象。气象学研究的是局限于地球大气范围内的客体和现象，以及这些现象的物理实质、演变规律，它的对象是风云雨雪、雾霁霓虹、电闪雷鸣、冷热变化

等等。

然而，人类就生活在地球的大气层中，因此天文学必然会在一些地方与气象学发生关联。如天文学的主要研究手段——观测就与大气密切相关，不仅天气状况能决定天文观测的成败(历史上不乏坏天气使天文学家几年辛苦付之东流的先例)，大气扰动严重影响天体成象的质量，而且大气造成的折射也影响到天文观测的精度，大气造成的吸收使人类在过去几千年中只能局限于天体可见光的研究。

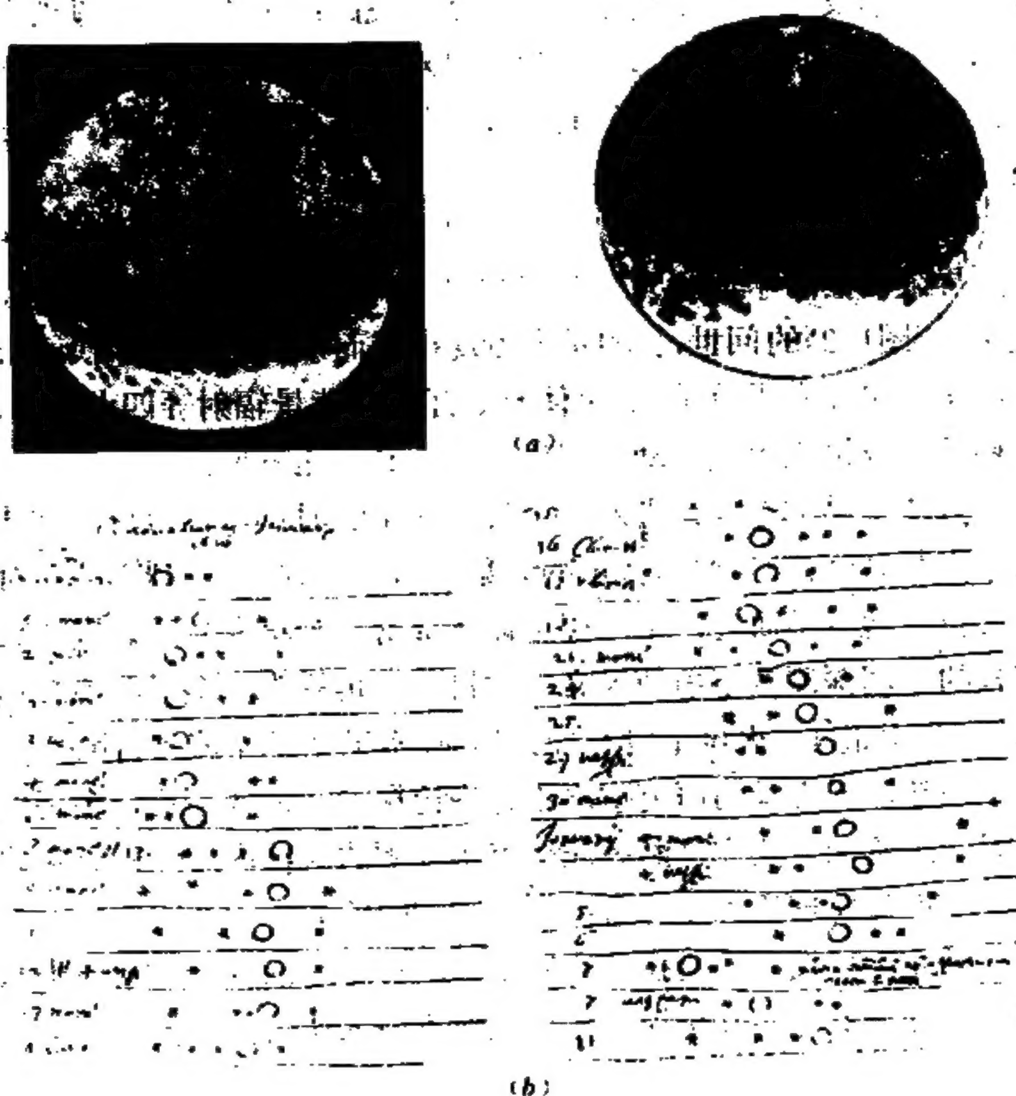
另一方面，也确有一些天文现象本身与气象现象直接有关，如地球绕太阳的公转与黄赤交角的存在才造成了气候上的四季循环，地球的自转运动决定了南北两半球季风的不同方向。近年来，还有人研究了太阳活动对地球大气有着复杂的长期影响，甚至有人认为，其他几个大行星的不同位置也会对地球大气产生某种作用，从而影响全球性的气候。

从上述可知天文学与气象学是两门互相独立又互相关联的学科。

五十年代末，人类开始了航天飞行，七十年代中所进行的大规模的太阳系空间探测活动，使人们对其他行星大气有了新的认识，大量的资料又孕育出一门介于天文、气象两者之间的边缘学科——“行星气象学”。

由于天文学以遥远的天体作为研究对象，它的主要研究手段便是观测，所以天文学是观测的科学。诚然，今天人们已经飞出了地球，可以对一些行星和卫星进行实地勘测，在上面进行某些科学实验，但从整体看来，人类总不能去解剖恒星，也无法搬动太阳、加热星云。在一般情况下，还是只能通过接收天体的辐射来寻找解开它们奥秘的钥匙。正因为观测在天文学中占有特殊的地位，因此观测方法的每一次革新，观测工具的任何改进，常常会促使天文学更快地向前发展，甚至引起深刻的革命。

在几乎没有什么天文仪器的古代，人们只能凭肉眼对天体进行粗略的观测，对天象进行大致的记录，只能从直观上简单区分恒星的不同亮度。那时候，人们不知道恒星的真实距离、天体的实际大小，当然更无法了解其性质、规律。十七世纪初，意大利科学家伽利略(G. Galileo) 首先用望远镜观察天空，他看到了荒凉寂寞的月面上峰峦迭起(图1.1)、木星的四个大卫星的周期运



(*a*)

(*b*)

图1.1 伽利略的新发现

(*a*) 伽利略手描的第一张月面图 (*b*) 伽利略记录的四颗大木卫位置

动、金星的盈亏现象、太阳上的黑子变化、银河中包含的繁星……，这一系列的惊人发现，有力地证明了哥白尼(N. Copernicus)的日心学说，从而使天文学进入"望远镜天文学"的新时代。可以毫不夸张地说，哥伦布(C. Columbus)发现了新大陆，伽利略发现了新宇宙。

十九世纪，天文学家开始把测光、分光及照相术运用于天文观测中，这又使天文学发生了一个新的飞跃：诞生出一门新的分支——天体物理学。天体物理学通过对天体物理状况、化学组成、内部结构及其演化规律的研究，使人类对天体的认识、对宇宙的认识又大大向前迈进了一步。

第二次世界大战后发展起来的射电望远镜使人们突破了可见光的界限，摆脱了地球大气及气候的影响。随着新型的大射电望远镜①(图1.2)的问世，新的重大发现接踵而来，仅六十年代就有脉冲星、星际有机分子、类星体及3开微波背景辐射等四大发现，这些重大成果极大地推动了现代天文学的迅速发展。

人造卫星上天后，进入了全波天文学的时代，获得了更加丰富的资料，同时随着航天飞船的发射，人们不仅六次降临月球，对它进行实地科学研究，空间探测器还降落于金星和火星表面，大规模的空间探测甚至迫使天文学教科书一再修改：金星决不是地球的"孪生姐妹"、火星上没有什么运河、木星竟是个液体行星……

当然，天文学的研究也离不开理论探讨，需要运用许多现代的科学理论和方法去推断尚无法直接观测的天体内部和不可见的现象。但任何理论模型都必须接受观测的检验。

因此，当代大量新技术的应用，新理论的问世，正在逐步改变着天文学上许多传统的观念，以致不少人认为，目前天文学很

---

① 美国阿雷西博天文台建于火山口上的射电望远镜原来的直径为305米，最近已经扩大为366米。



图 1.2 直径305米的射电望远镜

有可能正在孕育着一场更深刻的变革。

二、天文学研究的意义

众所周知，天文学是一门最古老的学科，它之所以能最早得到发展，正是由于它当时与人们的生产活动和日常生活有着休戚相关的联系。在原始社会中，人们日出而作、日没而息，昼夜便是他们最自然的时间单位。为了获得果腹的粮食，他们必须不误季节、掌握好播种、收割的时令，这些都离不开对天象的观察。游牧民族为了在莽野中寻找水源和草域，需要不断地在辽阔的大地上搬迁，指导他们方向的就是天穹上的星星。中国早在公元前二十四世纪时便有了专司观象的天文官员。至今，玛雅人的阿兹台克历碑、尼罗河畔的金字塔、巴比伦的古泥碑、我国系统的天象资料都是天文学从一开始就为人类生产服务的最好历史见证。

1．基础学科的作用　天文学作为自然科学的基础学科，它必然具有重要的科学意义。它不仅帮助人们逐步认识物质世界的客观规律，其研究成果推动了其他学科的发展，而它所提出的许多新的课题也常成为其他学科发展的巨大动力。

天文学家通过观测获得的资料需要用科学方法来处理。例如记录天体的方位、计算相互间的距离、测定地球周长，都离不开数学的帮助，因而过去几乎所有天文学家都是同时在数学上有所建树的数学家。而反过来，天文学对数学的需要也常常会成为推动数学发展的动力。

万有引力定律的发现和经典力学体系的建成在很大程度上是为了说明太阳系内天体的视运动。事实上，牛顿(I. Newton)当初在研究万有引力时，首先是用地球和月球来验证的。而1846年人们用纸和笔发现了第八颗大行星——肉眼看不见的海王星时，万有引力定律及力学理论才最终得到了学术界的公认。

天文学上的发现对化学的发展也曾起过作用。第一个惰性元素氦，首先是天文学家在太阳上发现的，氦的拉丁文原意正是“太阳元素”。化学家们为了在地球上寻觅这种太阳元素，才陆续发现了其他一系列的惰性气体，从而深化了人们对元素本质的认识。

本世纪初，爱因斯坦(A. Einstein)先后提出了狭义相对论和广义相对论，这是物理学上的一个里程碑，也使人类的时空观发生了深刻的变化，但最先对广义相对论进行科学验证的却是天文学家！在相当长一段时间内，天文学三大验证①——恒星光线通过太阳边缘时发生弯曲、水星轨道近日点的进动、白矮星光谱线的引力红移——是广义相对论的重要支柱。

---

① 天文学家早已观测到水星的近日点存在着牛顿力学无法说明的“进动”现象——每世纪东移43.11″，广义相对论的理论计算为每世纪43.03″，与此相符。光线弯曲见§4.9，引力红移见§9.7

天文学研究的是天体及浩瀚的宇宙，而宇宙中有许多人类无法模拟的特殊条件。在这些极端条件下，是否存在新的特殊物质和特殊自然规律？能否使它造福于人类？这些诱人的课题已吸引着越来越多的人的密切注意。

2．对哲学研究的意义　天文学几乎从萌芽时期就与占星术混杂在一起，成为人们认识自然、解释自然的工具。事实上，它在人类认识宇宙的思想发展史上也曾起过举足轻重的作用。至今，天文学上许多重大问题仍是哲学上两大阵营争论的基本问题：宇宙有限还是无限？它的运动和发展是否遵循自然规律？能不能为人们逐步认识？世界中的物质是不是对立统一的？时空的本质是什么？地球与太阳从何而来？……，这都是哲学中的基本问题。

天文学知识可以帮助人们正确认识人类在自然界中的地位，使一切愚昧迷信都无容身之地。1543年，波兰天文学家哥白尼通过"四个九年"的研究提出的"日心体系"，虽然仅仅把"宇宙中心"从地球搬到太阳，但却是人类思想史上第一次最伟大的革命，它宣告了自然科学的独立，把自然科学从神学中解放出来，不仅推动了世界科学的发展，也促进了欧洲资本主义的发展。

随着机械力学的建立，十七、十八世纪欧洲自然科学又被一种僵化的形而上学的自然观深深禁锢起来，冲破这种桎梏的又是天文学——年青的德国哲学家康德(I. Kant)，1755年提出的太阳系起源星云说阐明了太阳系乃至整个自然界都处于永恒的运动、变化和发展之中，它们都有其发生、发展乃至灭亡的过程史，这是人类认识史上的第二次大飞跃。

当然，新科学、新技术的大量运用，使天文学不断有新的惊人发现，如何认识这些独特的天文现象？如何认识各种奇特的天体？宇宙是不是会一直膨胀下去？……，这些都是现代哲学上激动人心的课题。作为一个天文工作者，必须自觉用唯物辩证法来积极探索宇宙的奥秘。同时以自己的研究成果来丰富和发展辩证

唯物主义，帮助人民群众树立唯物主义的科学的宇宙观。

3．与生产实际密切联系的天文问题　天文学中还有不少课题直接关系到经济建设、国防和人民生活的。例如正确的时间标准在过去促进了航海事业，从而推动了资本主义的发展，科学高度发展的今天，准确地计量时间更是人们日常生活、任何工农业部门所不可缺少的。现代天文学已能测定准确到十亿分之一的标准频率，为尖端科学提供极其精密的时间标准。

又如编制年历和星表亦是与国计民生有关的一项天文工作，因为大地测量、重力测量及航海、航空、航天都离不开天文年历和星表。历法又是人们生活绝对不可缺少的准则。中外历史上，各国统治者都把改革历法当作重大国事对待，而错误的历法则会造成生产上的混乱。

太阳活动会引起地球磁场和电离层的变化，甚至使短波通讯中断。太阳的活动还会发出大量高能粒子、紫外辐射及 X 射线，对于发射载人的航天飞船和人造卫星构成不小的威胁。此外，人们还发现太阳活动的变化对于地球还有广泛的影响，例如大气气流、天气的长期变化等等，因此太阳活动的预报及研究也是一项具有重要意义的天文工作。

人造地球卫星、空间探测器广泛地用于通讯、气象、测绘、探矿、医药、军事……，当然这涉及到现代科学的许多部门，但如何以最小的代价取得最多的、最重要的信息，这就需要天文学家来精心设计探测器的轨道。如“水手10号”飞船既探测了金星又能来回三次飞临水星上空，二艘“旅行者”飞船则巧借了木星的引力，使它们同时完成对好几颗行星的科学探测。

总之，天文学的研究虽然不象农业、化工、机械等应用学科可以在生产中直接收益，但它确实是国民经济建设与精神文明建设中不可缺少的组成部分。事实上，世界上一些工业发达、科学先进的国家无不每年都在天文学研究中投下巨资，这也从另一角

度说明了天文学的重大意义。

三、天文学的分支

从史前时代已经萌芽开始到今天，经过了几千年漫长发展的天文学已经成为一门内涵十分丰富的基础学科。如果说过去不少天文学家都能谙知天文学一切领域的知识的话，那末今天任何一位"权威"都只能在某些领域中大显身手，再也没有任何人可自诩为无所不知的"通才"了。随着科学技术的迅猛发展，各种新技术，特别是电子计算机及空间探测器、轨道天文台的问世，近几年来获得的天文学新资料实在叫人应接不暇，不少新的天文学分支及边缘学科也蓬勃发展起来，因此现在要对天文学的分支状况作一个完整而详尽的描述是相当困难的。再说，不同的分类标准就有不同的系统，如从观测手段区分便可分成"光学天文学"、"红外天文学"、"射电天文学"、"空间天文学"等等，由于它们的发展程度很不平衡，光学天文学在几千年中一直占有统治地位，它的发展程度已是如此成熟，历史地位已是如此突出，内容已是如此庞大，以致在传统的概念中，天文学本身几乎就是"光学天文学"了。

如果以天文学发展的历史阶段结合研究目的来区分，则天文学可分为天体测量学、天体力学及天体物理学三大类，为了强调射电天文学的发展，也有把射电天文学列为第四大类。

1. 天体测量学　这是天文学中最早萌芽和发展起来的分支学科。它的主要任务是研究和测定天体的位置及其变化，天体的运动，并尽可能地消除各种误差的影响，提高精度，在此基础上建立起基本的参考坐标系统，确定地面点的准确坐标，确定一套精密自洽的"天文常数"系统。它又包括球面天文学、方位天文学、实用天文学以及天文地球动力学等二级分支学科。

（1）球面天文学：运用球面三角和其他数学方法（如矩阵运算）来研究天体的视位置以及用各种天球坐标系来表示天体位置

的方法。球面天文学还深入研究造成天体坐标出现误差的各种因素，找出改正方法。因此，球面天文学是天文学各分支的基础理论之一。

(2) 实用天文学：早期的实用天文学包含很广泛的内容，如大地天文学、航海天文学、航空天文学等等。而现代实用天文学却是以球面天文学为基础，研究并测定地面点的天文定位问题(坐标及两点间的方位角等)。而航海、航空天文学有时也作为导航学中的一个分支。实用天文学的具体研究课题有：时间计量、地极移动、天文大地测量以及天文导航等，因此它对于国民经济建设有比较重要的实用价值。

(3) 方位天文学：它既是天体测量学的一个分支又是天体测量学的基础，其任务是研究和测定天体的位置及运动。测定天体在天球上的位置可有许多种不同的方法和手段，例如经典的天体测量、照相定位、射电测量和空间的天体测量(用人造地球卫星)等，由于激光等新技术的应用，使方位天文学及实用天文学的精度得到了极大的提高。方位天文学还研究如何建立参考坐标系以及天体的运动，它与其他分支学科也是互相促进和渗透的。

(4) 天文地球动力学：这是近年来新发展起来的一个分支，也是天体测量与地学之间交叉的边缘学科。具体说来，即是以天文手段来研究地球各种运动状态及其力学机制。因而它涉及到地球内部、地壳、水圈、大气圈的物质运动，这些物质运动又必然与地球内部结构、地壳的相互作用、地幔的物质运动、地磁的结构变化等有关系，因而它有十分广泛的研究课题，也有一定的实用意义。目前，这门学科发展很快，越来越引起天体测量界及地学界的广泛重视。

2．天体力学　也是天文学中较早形成的一个分支学科。它主要研究太阳系天体的力学形状和运动规律。五十年代以后，研究内容又扩大到人造天体(人造卫星、运载火箭、空间探测器)及小

的恒星系统（如星团）。在目前阶段，天体力学的理论基础仍是牛顿的万有引力定律，只是在某些特殊场合下才要应用广义相对论或其他引力理论。力学形状则包括由于自转而具有的形状等等。根据研究的对象及范围，它一般又可分为：摄动理论、数值方法、定性理论、天文动力学、历书天文学、天体形状与自转理论等二级分支学科。

(1) 摄动理论：研究"多体问题"所受的摄动是经典天体力学中一个主要内容。摄动理论用分析的方法来求出它们的坐标或轨道要素的近似摄动值。其中研究最多的是"三体问题"。近年来由于新技术的运用，又为摄动理论提出了许多新的课题，如具体天体（月球、大行星、小行星、卫星等）的摄动理论。此外，它还研究共同性的理论问题。

(2) 定性理论：顾名思义，它只是研究天体运动轨道应当具有的性质，如轨道的稳定值、可能性问题、天体间的碰撞问题、俘获问题等。目前由于很多情况下还无法进行定量计算，而且有时人们只是研究全局性的图象并不需要个别天体的运动细节，所以这种方法具有十分重要的意义，近年来它常用到拓扑学的理论，故有时也称为拓扑方法。

(3) 数值方法：对天体力学运动方程进行数值解，以计算天体在不同时刻的具体坐标位置，从而解决一些天体力学中的实际问题。作为数值方法，它还包括研究和改进各种计算方法，误差讨论等等。由于电子计算机技术的飞速发展，数值方法已得到了广泛的应用。

(4) 历书天文学：利用天体力学的运动理论来考虑摄动的作用，从观测天体所得的数据（位置、距离等），利用数值计算的方法来确定天体的轨道参数，从而推算天体在不同时刻的位置，编制各种天体星历表，如天文年历，行星、小行星历表，并由此预报各种特异天象，如日月食、彗星的出现、掩星等。此外，天文

常数系统也是它的一个研究课题。

(5) 天体形状和自转理论：天体几乎无一不在自转，自转必然会影响到天体的形状，而形状的变化又会改变天体的引力场，因此该分支主要研究各种状态下的天体在自转时的平衡形状、稳定性以及自转速度和自转轴的变化规律。近年来由于空间技术提供了大量有关地球、月球和大行星的数据，使它得到了很大的发展和提高。

(6) 天文动力学：又称人造天体动力学，是人造天体上天后出现的一门与行星际航行学交叉的边缘学科。它的任务是在天体力学的基础上研究行星际飞行中的动力学问题，即如何设计人造天体的轨道，估计它们的轨道变化等等。它的研究对象则是人造地球卫星、月球火箭、空间探测器等，因此与国民经济建设和现代化国防有密切关系。

3．天体物理学：天体物理诞生于十九世纪中叶，至今不过一百多年历史，然而它的发展却是后来居上，大大超过了天体测量学及天体力学。因为天体物理学是应用现代科学(尤其是物理学)的先进技术、方法和理论来探讨各类天体的本质——形态、内部结构、物理状态、化学组成、相互关系、起源、演化规律等。

就天体物理的研究方法而言，可以粗略地分为实测天体物理与理论天体物理两类。前者主要研究观测技术及如何取得和处理观测资料，从而为理论提供依据或者检验理论模型的可靠性。而理论天体物理是解释、预言天象的有力工具，然而归根到底，它的理论解释或者预言还得依靠观测实践的检验。

根据研究对象的不同，天体物理学可分为：

(1) 太阳物理学：用物理的方法研究太阳的本质、能源等问题。太阳是唯一能够让人类进行详细观测研究的恒星。"窥其一斑，知其全豹"，恒星的许多知识可从研究太阳而获得。另一方面，太阳又是太阳系的主宰，太阳的变化影响着太阳系，尤其是地球

的物理条件及生态环境，因此太阳物理自然是一门重要的分支学科。

(2) 太阳系物理学(行星物理)：研究太阳系内除太阳外的其他天体的本质就是太阳系物理学的主要内容。主要包括行星、卫星、小行星、流星、陨星、彗星、行星际物质、行星际磁场等，随着空间探测的飞快发展，太阳系物理是目前进展最快的分支之一。

(3) 恒星物理学：其任务是从实验和理论两方面研究各类恒星的结构、物理状况、化学组成。恒星世界是丰富多彩、形形色色的，不同类型的恒星常常会展现出一些奇异的物理现象，而对这些奇特现象的深入讨论可以启发或推动现代科学的发展。

(4) 恒星天文学：以银河系为范围，研究恒星、恒星集团及星云、星际介质的分布和运动特性，以深入探讨银河系的结构和本质。恒星天文学往往采用统计物理、分子运动学的方法，它所得到的结果可以对于研究星系及恒星集团的起源和演化提供线索。

(5) 星系天文学(河外天文学)：研究银河系之外的星系和星系际空间的分支学科。它主要探讨星系的形态、运动、结构、起源、演化以及星系在星系群、星系团中的作用。由于它涉及到更大空间范围的物质分布及其运动规律，因此是宇宙学的重要基础之一。

(6) 高能天体物理学：主要研究宇宙天体上的有高能粒子和光子参与的高能现象及其过程，涉及到的天体则有类星体、活动星系、脉冲星、超新星、X 射线源、γ 射线源等。它对于了解微观世界的物质过程有重大意义，由于近年来空间探测的资料甚多，高能天体物理研究显得异常活跃。

(7) 等离子体天体物理学：应用等离子体物理学的基本理论和实验结果来研究天体的性质及天文现象。由于宇宙间的物质绝大部分处于等离子体状态，所以用等离子体的方法来处理天文问题常可获得很好的结果，目前它已逐步成为天体物理学的一个重

要手段。

(8) 相对论天体物理学：以广义相对论等引力理论为主要工具来研究有关天文现象的分支学科。它包括宇宙大尺度时空结构、致密天体、引力波、引力理论的研究，常涉及到一些比较特殊的天体及天文现象。目前，这也是相当活跃的一个分支。

(9) 宇宙学：从整体的角度来研究宇宙的结构和演化，即是宇宙学的主要内容，包括侧重于去发现大尺度观测特征的观测宇宙学及主要为建立宇宙模型的理论宇宙学。六十年代天文学的四大发现大大促进了宇宙学的发展，它与哲学研究也有密切的关联。

(10) 天体演化学：天体的起源与演化是自然科学三大基本理论问题之一，有重大的理论意义和哲学意义。一般说来，演化也常常包含起源问题，天体演化是研究各类天体及天体系统的形成、发展及衰亡的科学。具体说来，即是研究天体是在什么时候、以什么形态的物质、以什么样的方式形成的，形成以后如何演化，有多长寿命以及它最后的归宿等。目前，研究进展最快的是恒星的起源与演化问题，太阳系演化的研究也获得了许多重要成果，星系的演化问题则尚在摸索阶段。

(11) 射电天文学：通过天体的无线电辐射来研究天体，它是本世纪四十年代以后才发展起来的新学科。但由于它开辟了另一个观测波段范围，因此后来居上，取得了许多令人瞩目的成就，六十年代的天文学四大发现都是由射电方法得到的。它的研究对象几乎遍及所有各类天体，因而也有人把它列于更多的层次上。除了单纯的接收外，对于太阳系内天体如流星、月球、太阳、水星、金星、火星、木星、小行星、伽利略卫星、土星光环和彗星等现已可用雷达向它们发射无线电波，从接收的回波来研究这些天体。

(12) 空间天文学：在大气高层或大气层外进行天文观测和研究的一门学科。由于摆脱了地球大气的影响，使得天文学进入了一个“全波天文学”的时代，由此导致了红外天文学、紫外天文

学、X 射线天文学、γ 射线天文学等新学科的诞生和发展，并已都取得了许多重大的成果。目前研究的手段有高空气球、探空火箭、人造地球卫星、空间实验室、轨道天文台及空间探测器等。

（13）宇宙化学：它是天文学与化学间的边缘学科，主要研究宇宙物质的化学组成及其演化的规律。它又可分为以下若干二级分支：陨石化学、行星系化学、恒星化学、星际化学、同位素宇宙化学、宇宙线核化学等。它的成果对于化学元素起源、生命起源、恒星与太阳系的演化研究都有重大的意义。

总之，天文学的分支情况比较复杂，它们之间相互交叉的关系，可大致表现为一个平面方框图(图1.3)。

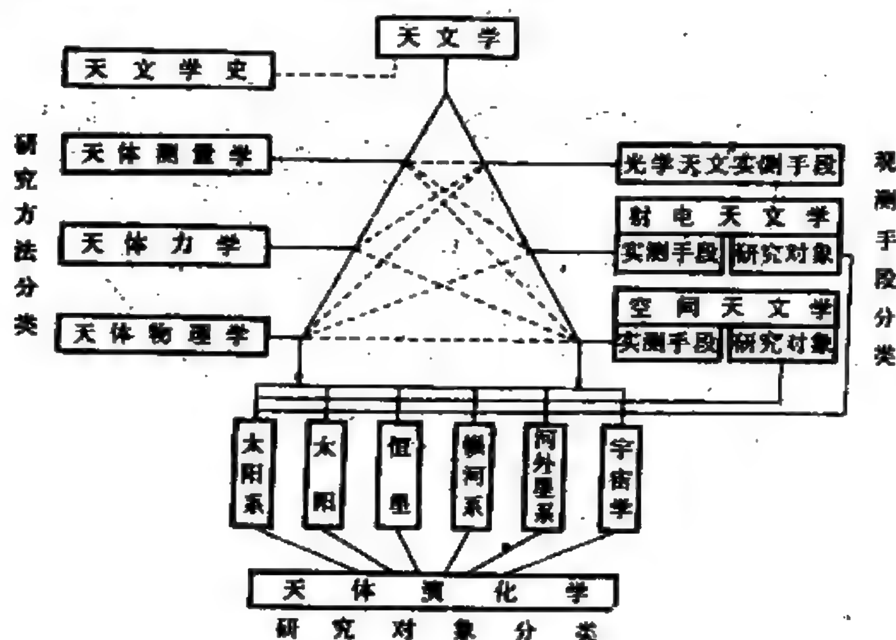


图 1.3 天文学分支情况示意图

§1.2 宇宙中天体的层次

在广袤无垠的宇宙中，分布着各种不同的天体，小到微乎其微的基本粒子、微尘，大到难以想象的星系、星系团。它们各自

的形态、大小、性质千差万别，而且在自然界的"阶梯结构"中占有不同的位置，或者说它们处于不同的层次中(图1.4)。

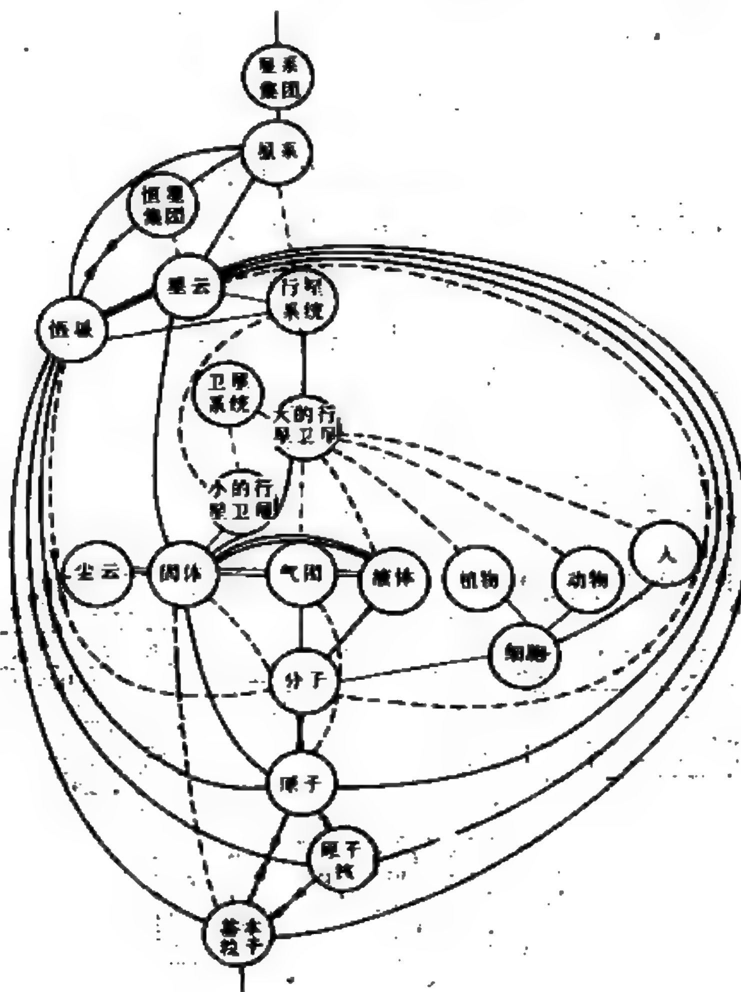


图-1.4 物质的层次关系

一、地月系统

1．地球　地球是人类的摇篮，自1543年哥白尼提出"日心说"后，人们才逐渐认识到地球是太阳系中的一颗普通的行星（彩照2），它大致呈现为球状，在不停地绕太阳公转。

今天，人们对于地球的实际形状已经有了深刻的了解，虽然

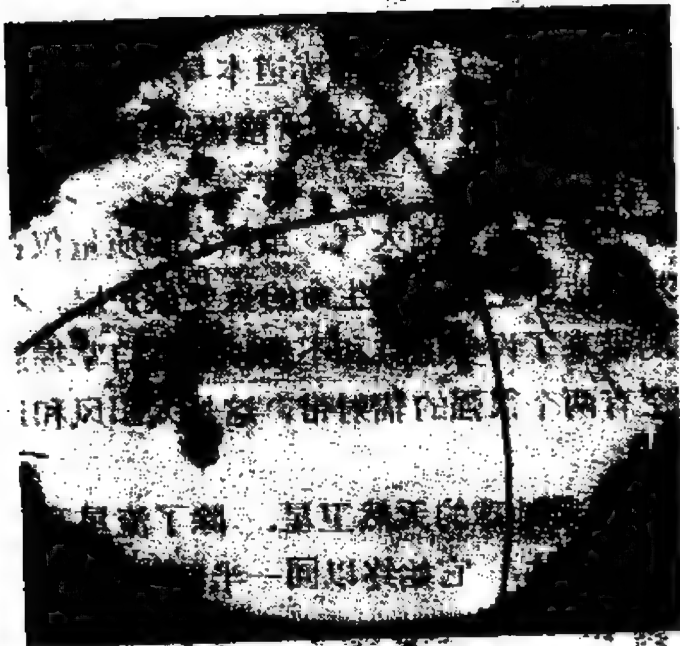
可以近似地讲，它是个球体，但实际上却是一个很复杂的几何体：赤道半径比两极地区的半径长20多千米，而赤道本身亦是一个二轴相差200多米的椭圆，更精确的测量则又发现南极凹、北极凸，彼此也有几十米之差。

地球的周围有一层厚达几千千米的大气，虽然它的质量仅占地球质量的10^{-6}，但它却是地球上的万千生命的重要保护层。不过地球大气也给天文观测带来了许多困难和不便。人类自掌握航天技术后，发现地球上空有两个很强的辐射带，这是太阳风和地磁相互作用造成的。

2. 月球　月球(图1.5a)是地球的天然卫星。除了流星及陨星外，月球是离人们最近的天体，它始终以同一半面朝向地球。



(a) 正面图



(b) 背面图

图1.5　月球

自1959年人类获得了第一张月球背面图后(图1.5b)，1969—1972年，已有六批12名宇航员与科学家登上了月宫，进行科学实地考察和研究。

月球离地球的平均距离为38万千米，其半径和质量分别相当于地球27%和1.2%，它的朔望盈亏变化曾是制订历法的重要依据。月亮的运动还曾为牛顿验证万有引力提供了依据。

用不大的望远镜就可发现美丽的月球实际上是荒凉死寂的不毛之地，上面布满了大大小小的圆环状的山——环形山，一些肉眼看来的暗区只是较平坦的陆地——"海"或"湖"，月面上还有不少陡深的沟壑、深谷以及壮观的辐射纹。

月面上既没有空气，也没有水，昼夜温差可达300℃以上，显然不适应生命发展，因而是一片不毛之地。

二、太阳系

经过漫长时间的探索，人们才对自己所在的太阳系有了正确的认识。太阳系是以恒星太阳为中心的天体系统(见图5.1)，它主要包含有行星及其卫星、小行星、彗星、流星体以及行星际物质等天体。

1. 太阳　太阳是太阳系的中心天体、太阳系中唯一能发出大量光和热的恒星。太阳的质量占整个系统的99.865%，半径为地球的109倍，因此，太阳的引力控制着所有太阳系天体的运动。

地球绕太阳公转的轨道是个椭圆，其半长径即是日地平均距离，过去称之为"天文单位"，现在已经规定，其准确值为149,597,870,000米，太阳系内的天体距离通常都以此作为长度单位，地球公转的轨道平面称之为黄道面。

太阳是一个炽热的气态等离子体球，表面温度高达5770开，而中心区域温度则高达1500万开以上，那儿进行着剧烈的热核反应，正是这种反应，才使太阳能够在百亿年的时间内源源不断地、稳定地发出大量的光和热，为地球上孕育出亿万生命创造条件。

2. 九大行星　是太阳系中的主要天体，有时也称太阳系为行星系。目前已知有九大行星，按照远近的次序分别为：水星、金星、地球、火星、木星、土星、天王星、海王星及冥王星。冥王星的轨道半长径近似为40天文单位。

行星在天球上的视运动比较复杂(图1.6)，天文学的发展及人类对宇宙认识的逐步深入，在很大程度上就是为了解释行星的这种看来奇特的视运动。

图 1.6　1984年火星在恒星间的运动路径

根据九大行星的特性和化学组成，可以明显地划分为三类：最近太阳的四颗行星（水、金、地、火）称之为类地行星；木星、土星为巨行星，而肉眼一般见不到的三颗（天王、海王、冥王）可归纳为远日行星，它们各自都有自己明显的特征。

除了太阳系外，宇宙中是否还有其他行星系统？这是十分诱人的问题，从理论上讲来，它们是客观存在的，甚至有人估计银

河系中大约有10%的恒星可能具有自己的行星系统。近年来，美国天文学家报导说他们已经发现了三个地外行星系统。

3．小行星　在火星与木星的轨道之间，有许多肉眼看不见的天体在绕太阳运动，这就是十九世纪初才发现的小行星。到1985年止，已经算出轨道、正式命名编号的小行星已达三千颗以上。它们都很小，最大的谷神星直径不超过1000千米，小的则仅二、三百米。小行星的质量不易测定，但一般估计总数以几十万计的小行星的总质量约为地球质量的万分之三至四。

七十年代后期，意外地发现了某些小行星居然也有绕它转动的卫星！而且拥有卫星的小行星可能有十来颗之多。

4．卫星　除了水星和金星之外，所有行星都有自己的天然卫星。人们最早知道、最熟悉的卫星就是月球。在望远镜发明之后，才陆续发现了其他行星的卫星。1979年以前，人们仅知道34颗卫星，由于空间探测的成果，到1984年为止，卫星的数目已超过了50颗①。

卫星的大小相差非常悬殊，最大的木卫3、土卫6的直径比水星、冥王星还大，但最小的卫星大小只不过几千米。

空间探测使卫星研究也获得了重大的进展，人们甚至已为好几颗大卫星绘制了详尽的表面地形图。

5．彗星　彗星是一种奇特的、以很扁长轨道绕太阳公转的小天体(图1.7)。它的质量非常小，最大的彗星不过地球质量的10^{-6}，小彗星仅10^{12}千克左右。但它们在接近太阳时，体积急剧膨胀，许多时候还会形成长达几千万甚至几亿千米的彗尾。

彗星的密度极小，结构很松散，因此它们在不断的瓦解中，瓦解了的彗星物质成为流星体的重要来源，并且是造成流星雨的原因。

---

① 1986年"旅行者"2号飞到了天王星附近，又有许多新的天王卫被发现，故太阳系的卫星数已超过了60颗。



图 1.7 形状奇特的彗星——1975n（紫金山天文台摄）

彗星肉眼不常见，但望远镜内平均每年都能找到7—11颗。

6．流星体、流星、陨星　在太阳系空间中还有无数极小的小天体——流星体。它们也在绕太阳公转，但轨道却各种各样，多数的流星体质量还不到1克，因此平时无从觉察它们的存在。只有当它们闯入地球大气层时，因为它们以很大的速度与大气分子发生碰撞和摩擦，就会产生光和热，遂成为人们熟知的流星现象（图1.8）。

绝大多数流星体都在大气中化作了气体，也有少数本来很大的流星体会有残骸落到地面，这就是陨星。有些大的陨星可能来自小行星。在人类实现登月以前，陨星是唯一可以直接对其分析研究的天体，即使在今天，陨星仍具有十分重要的科学价值。

7．行星际物质　在太阳系的广阔空间里还充满着行星际物质，主要是极稀薄的气体和极少量的尘埃物质。在地球轨道附近的区域，行星际物质的数密度大约为5×10^{6}/米^{3}。除了气体、尘



图1.8 彗星

埃外，行星际物质还包括宇宙线及作为物质存在形式之一的场和波即行星际磁场和电磁波。

三、星座和恒星世界

恒星是宇宙中的主要天体，肉眼所见布满天穹的星星，除了五颗大行星之外，都是象太阳一样的恒星。恒星都是能长时间发出大量光和热的等离子体气态球。

恒星的距离都十分遥远，因而常用“光年”作为单位。光年是光在一年中经过的距离，相当于9.46×10^{15}米。与太阳距离最近的一颗恒星叫比邻星(半人马 α)，距离为4.22光年。正因为如此，即使在大望远镜中，恒星仍然是个光点。

通过光谱分析得知，绝大多数恒星的化学组成大致相仿，氢和氦约占总质量的98%，这说明了宇宙间物质的统一性。

研究表明，恒星的半径、密度、光度、表面温度等物理参数相差都十分悬殊，仅质量的变化范围只有三个数量级。

恒星的亮度差别很大，在消除了距离等因素后，恒星的真亮度（称为光度）相差甚至更加悬殊。光度小的恒星称之为矮星，太阳属于矮星之列。光度大的称为巨星，更大的称超巨星。造成光度差异的主要原因是由于它们的半径，即表面积不同。

绝大多数恒星的亮度至少在人类有生之年内看不出有什么变化，但也有部分恒星的亮度却一直在变化着，这就是变星，变星的种类很多，具有重要的研究价值。恒星世界还有突然爆发的现象，使其光度在几天内增加几万倍，这就是新星。超新星的光度则可增加上亿倍，超新星爆发后，恒星一般也就解体了。

虽然恒星在宇宙空间中都在高速运动着，但由于遥远的距离，故从肉眼看来，恒星在天空中的相对位置似乎是永恒不变的，这也是"恒星"名字的由来。



图1.9　古人想象的星座：(*a*)猎户座；(*b*)狮子座；(*c*)天蝎座；(*d*)双子座

古人为了认星的方便，把天穹上的众多恒星划分成不同形状的区域，这就是星座。中国称之为星官，中国古代把全天分成三垣二十八宿，具有浓厚的东方色彩，并有"步天歌"之类的认星口诀。

西方划分的星座更富有浪漫的色彩，它常与许多神话故事互相联系起来(图1.9)。经过漫长的岁月，现经国际天文学联合会讨论决定，全天共分88个星座(附录Ⅱ)其中北天29个，南天47个，另有12个在黄道区域。

必须指出，星座完全是人类自己杜撰出来的，实际上同一星座内的众多恒星并非一定有真正的物理联系，它们往往处于不同的距离上，只是因为投影的效应才使人们看来处于同一区域。

四、恒星集团

现代研究表明，恒星有"群居"的趋向，众多恒星组成了不同的恒星系统。最简单的恒星系统即是两颗互相绕转的双星。双星的两颗子星通常还有更密切的物理联系，一般质量大的子星称主星，质量小的子星称伴星。大约有一半的恒星都是双星。双星的研究有很重要的意义。

由两颗以上多颗恒星组成的恒星集团是聚星，也称多合星。如比邻星实质上是三颗子星在绕共同的质心旋转，故称三合星，开阳(大熊ζ)是一组七合星，以此类推，还有四合星、五合星……，直至十合星。

当在一起绕转的恒星数超过十颗时，则称之为星团。星团的成员星相对于周围的场星常有一个整体运动。星团又可分为疏散星团和球状星团两大类。疏散星团又称银河星团，它们比较稀疏，成员星较少，在十几颗到几百颗之间，外形也不太规则，昴星团即是著名的代表。

球状星团(图1.10)的成员星常达几万甚至上千万颗之多，尤

其在球状星团的中心部分，即使用大望远镜也很难把它的成员星一一分清。它们的形状比较规则，在银河系中分布也较均匀。



图1.10 球状星团M3

五、银河系和星系

比星团更高一级的层次是星系。星系是包含了几亿至几千亿颗恒星、无数双星、聚星、星团的庞大恒星系统，太阳系所在的星系称为银河系。

1．银河系　银河系的外形粗略说来象一凸透镜。恒星高度集中于它的对称面——银道面上。但由于太阳并不位于银河系的中心区域，所以地球上的观测者在夏秋之夜见到的是一条茫茫的光带，即古时人们所称的银河。

银河系内除了恒星及星团外，还有许多云雾状的、轮廓模糊的斑点，这就是星云，如图1.11便是著名的幕状星云的一部分。

星云没有固定的形状，它们都是由气体和尘埃组成的，由于内部或邻近恒星的照亮而为人们所见，没有被星光照亮的星云是



图 1.11　幕状星云之一角

不能直接见到的。星云的体积都十分庞大，但密度却极小，远比实验室的“真空”稀得多。

在恒星之间的浩瀚空间内，还充满着比星云更稀薄的弥漫物质，这就是星际物质。星际物质对于可见光有消光作用，正是银道面上星际物质的这种消光作用，使得人类看不到银河系的中心区域。

六十年代，在恒星际空间内还发现了许多分子，称为星际分子，其中有许多是比较复杂的有机分子。这对生命起源的研究有很重大的意义。

在对银河系进行深入研究时发现，各类天体在空间分布、运动状况、化学组成等方面有显著不同。粗略地分成为星族Ⅰ和星族Ⅱ两大类。属于星族Ⅰ的天体相对比较年轻，属于星族Ⅱ的天体则相对比较年老。

2. 河外星系　除了银河系外，其他星系都称为河外星系。河外星系的形态各不相同，大致有旋涡星系、棒旋星系、椭圆星系、透镜星系和不规则星系等几种。大熊座M81(图1.12) 和银河系便是典型的旋涡星系。



图 1.12　大熊座M81——典型的旋涡星系

星系之间相隔的距离更是十分遥远。肉眼能见的最近的河外星系是大麦哲伦云，但它位于南半天球，距离银河系16.9万光年。随着观测技术的进步，目前已能观测到150亿光年左右的河外星系。

意味深长的是本世纪二十年代末，美国天文学家哈勃(E. P. Hubble)发现，除了银河系附近的少数几个星系在向银河系靠近

外，几乎所有其他星系都在以巨大的速度离去。而且逃离的速度大致与它的距离成正比，对于这种现象的科学解释正是现代宇宙学的重大课题。

六、星系集团

观测表明，星系成团的倾向甚至比恒星更为强烈，在已发现的数十亿个河外星系中，很少是单个独立存在的。同样，两个互相有物理联系的星系称为双重星系，三、五个或十来个在一起运动的则称为多重星系；而10—100个星系组成的星系集团称为星系群；100—1000个星系组成的则叫星系团。个别很大的星系团如后发星系团则包含着上万个河外星系，目前已发现了近万个大小不等的星系团。

二、三个星系团又常常组成了更高一级层次的超星系团。它大致具有扁长的形状，这表明它们也有自转运动，但一般认为超星系团是不稳定的天体系统。

人类所能观测到的范围称之为总星系，但也有人认为总星系是比超星系团更高一级的物质层次，其范围与目前观测到的区域相比，可能相当，也可能更大或更小。

从总星系的大尺度看来，宇宙间的物质分布是相当均匀的，运动也是各向同性的，这种认识也涉及到人类对宇宙本质的看法。

什么是宇宙？这是一个不易回答的问题。宇宙也是一个哲学上的概念，中国古书《淮南子·原道训》说："四方上下曰宇，古往今来曰宙" 那是指所有时间和空间的总和。但宇宙也有其科学上的含义，不少人就把总星系当作宇宙，因此，这是与哲学上的宇宙既有联系又有区别的两个不同概念。

七、一些常用的天文符号

天文学有许多特定的专用符号，不仅在本书中经常出现，而

且许多天文书刊、星图、星表中也常会遇见，故将它们列成表1.1—表1.3。

表 1.1 天体符号

天 体	符 号
太 阳	⊙
月 球	☾
水 星	☿
金 星	♀
地 球	⊕或♁
火 星	♂
木 星	♃
土 星	♄
天王星	⛢或♅
海王星	♆
冥王星	♇
彗 星	☄
恒 星	★或☆

表 1.2 黄道十二宫及分、至点符号

符 号	含 义
♈	白羊宫，春分点
♉	金牛宫
♊	双子宫
♋	巨蟹宫，夏至点
♌	狮子宫
♍	室女宫
♎	天秤宫，秋分点
♏	天蝎宫
♐	人马宫
♑	摩羯宫，冬至点
♒	宝瓶宫
♓	双鱼宫

表 1.3 天体运动现象符号

符 号	含 义
●	新 月
◐	上 弦
◑	下 弦
○	满 月
☌	合
□	方 照
☍	冲
☊	升交点
☋	降交点
ϖ	离银心距离

§1.3 天文学发展简史

天文学是最古老的一门学科。在古代原始社会，游牧和农业民族都需要掌握季节变化的规律，都需要辨认方向，他们也常常试图探讨昼夜的成因、天地的起源及宇宙的结构，因此世界各文明古国的古代天文学都有那辉煌的一页。

一、古代天文学的产生和发展

1．埃及 尼罗河是埃及的命脉，它的涨落泛滥是古埃及人

生死攸关的大问题，正如马克思(K. Marx)所说："计算尼罗河水的涨落的需要，产生了埃及天文学。"早在公元前三千年左右的时候，他们便把天狼星(大犬α)随太阳升起的日子作为新年的起点，大约此后60天，尼罗河即开始泛滥。这说明他们早已注意到太阳在恒星之间的运动，把一年从360天改为365天，创造了最原始的太阳历——现代公历的最早雏型。

闻名于世的埃及金字塔不仅是世界古建筑史上的一大奇迹，近代更有人为它披上了神秘的色彩，例如他们认为金字塔表示了许多天文上的意义，它底座的南北方向非常准确；有个金字塔正北有一个下俯的入口，其倾斜方向正好是指向当时的北极星。

2. 巴比伦　在现在伊拉克境内的底格拉斯河及幼发拉底斯河流域的美索不达尼亚平原上，天文学的萌芽也很早发展起来了。他们的历法也可追溯到公元前三十世纪前后，在近代发现的古代泥碑(图1.13)上已载有12个月的名称。西方星座的最早起源也应归功于巴比伦人。他们对于日食、月食之类的特异天象尤其关切，

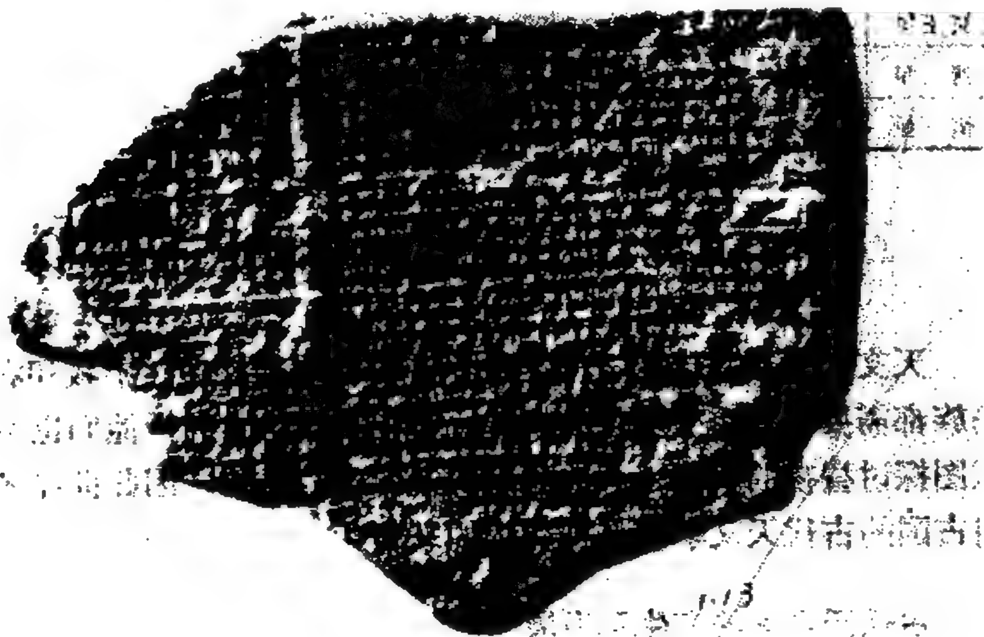


图 1.13　巴比伦泥碑上的楔形文字

不仅有众多的记录可查，而且早在公元前三世纪时，便发现了计算日、月食的“沙罗周期”，开始作日月食的预报。

巴比伦人特别崇奉月亮，因此很早便定出了朔望月和近点月的长度，其误差前者仅0.4秒，后者为3.6秒。他们测得的一些行星会合周期与今天的正确值也相去不远。在历法中他们与埃及人不同，以月球运动为据，以新月初见作为每月的开始，是回历的鼻祖。他们的有些知识如把圆周划为360°、把黄道分成12个星座、一小时分成60分、一分划为60秒、把七天定为一星期等都一直沿用至今。

3. 印度　印度的天文学起源很早。印度的古历是一种阴阳历，它用观测恒星的偕日出(与太阳同时从东方升起)来调节年的长度，同时又以月亮的盈亏作为月的依据。印度人调节年、月、日的原则刊载在一本《吠陀支节录——天文篇》中，基本上以五年中设二个闰月，即包括62个朔望月。为了研究太阳的运动，印度人把黄道分为27等分——二十七宿，但因为是完全等分的，所以有些宿内并无显著的亮星。

印度古代天文学在历法和宇宙论上自具特色，但由于受佛教的影响甚深，一直不太重视天文的实际观测，这是一个较大的弱点。

4. 古印第安人　由于众所周知的原因，以前人们对美洲古印第安人的历史文化所知甚少。但近来研究表明，大约在公元前1000年前后，古印第安人中的一支玛雅人曾在这块古老的“新大陆”上也创造和发展了灿烂的“玛雅文化”，而其中玛雅天文学也占有重要的一席之地。

根据考察，玛雅人也有自己的古天文观象台，这是一组颇具特色的古建筑群，它有几个特定的方向正表示了当时一年中春分、秋分及夏至、冬至日太阳升起的位置。他们也创造了自己的历法，从发现的古石碑上所刻的记载看来，应属太阳历的范畴，但也有

迹象表明，似乎同时流传有太阳历和太阴历两种不同的历。此外，玛雅人对行星的运动，尤其是金星的运动进行了仔细的研究，并定出了它的会合周期为584天（现在测得为583.92天）。

由于玛雅人早已灭绝，因此对于他们的文化目前还在发掘、研究之中。

5. 古希腊　希腊人承继了埃及和巴比伦丰富的文化遗产，曾创造了对欧洲各国有深远影响的“古典文化”，从公元前七世纪到托勒玫（C. Ptolemy）为止的八百多年间，希腊的天文学有许多辉煌的成就，在世界天文史上占有极重要的地位。

希腊天文学的最大特色是发展了一套几何系统来描述天体的运动。从毕达哥拉斯（Pythagoras）开始，便认为地球是球形的，位于宇宙的中心，而柏拉图（Plato）学派中的欧多克斯（Eudoxus）则创立了“水晶球”（同心球宇宙体系）理论，亚里士多德（Aristotle）又把它发展成“九重天”的地心说，到公元前二世纪，托勒玫写出了《天文学大成》，地心说达到了巅顶。托勒玫这本巨著总结了到当时为止的古希腊天文学、数学上的成就，并把它们推向新的高度，对以后的天文学、数学发展有着深远巨大的影响，因而占着重要的历史地位。只是到了中世纪时代，反动教会把它阉割改造后才利用地心说中“地球处于宇宙中心”的思想作为宗教的理论支柱。从那以后，地心说遂成为束缚、阻碍科学发展的桎梏。

古希腊的天文学成就甚多：公元前四世纪，赫拉克利德（Heracleides）就以地球的自转来说明天体的周日运动；公元前三世纪，阿利斯塔克（Aristarchus）巧妙地求出日地距离是月地距离的18—20倍（应389倍），从而得出结论：是地球绕太阳转，这是历史上最早的“日心说”。几乎与此同时，埃拉托斯特尼（Eratosthenes）利用比较科学的方法算出了地球的周长为25万古希腊里（约合39600千米，误差仅1%）。

古希腊还有一位杰出的天文学家喜帕恰斯（Hipparchus）他不

仅以精密的观测著称于世，为后人留下了大量珍贵的天文观测资料，是方位天文学、三角学、球面三角学的创始人，他还定出了月球的轨道要素，求出月地距离为地球直径的$30\frac{1}{6}$倍，知道了一年的长度应为($365\frac{1}{4}-\frac{1}{300}$)天，发现了岁差现象，编制了有850颗星的星表。

近年来，考古天文学的兴起又为研究古代天文学提供了许多新资料。例如英国索尔兹伯里以北存有公元前2000年左右兴建的巨石阵(图1.14)。研究表明，这很可能就是当时人们为了进行天文观测而建造的原始天文台遗迹，因为它的主轴线方位及其结构都可找到相应的天文意义。这一切又使人们更加相信天文学确是



图 1.14 原始天文台的遗迹——巨石阵

最古老的一门学科。

二、近代天文学的发展

进入中世纪后，欧洲的一切科学几乎停滞不前，甚至还出现

倒退的局面。天文学也不例外，在此期间，只有阿拉伯、中亚细亚地区的天文学才有些缓慢的发展。

但是历史不会停止前进，黑暗总有尽头。从十三世纪开始，资本主义萌芽开始在欧洲发展起来，公元前8年调整的儒略历到了十六世纪时已有了十天的误差。工商业的发展、大规模航海事业都促进了天文学及其他科学的革命。

1．从日心体系到牛顿力学

（1）“日心体系”的确立：随着科学技术的发展，托勒玫学说的破绽已越来越多，而航海又特别要求解决测时、导航等问题，矛盾十分尖锐。波兰天文学家哥白尼，经过毕生的研究和探索，终于在他临终之前，出版了具有划时代意义的《天体运行论》，指出地球不是宇宙中心，而是一颗普通行星，地球和其他行星一样在绕太阳旋转，而天球的周日运动也仅是地球自转造成的假象。

由于历史的局限，哥白尼的日心体系还有若干错误之处，但白璧微瑕，它仍不失为是近代天文学的奠基石，是科学从此不再是神学奴婢的标志，它还使其他科学“从此便大踏步地前进”，这实在是人类思想史上的一次伟大飞跃。

（2）望远镜的发明：荷兰人发明了能窥看远物的“幻镜”的消息不胫而走，不几个月便传到了意大利。伽利略立即加以研究，并于1609年造成了一架长1.2米、口径4.4厘米、能放大33倍的望远镜，然而他的更伟大之处却在于他并不把它当作玩具，而是第一个指向天空作天文观测。他用这人类第一架天文望远镜使天文学进入了“望远镜天文学”的新时代，大大开拓了人们对宇宙世界的认识，为哥白尼的日心学说提供了最生动有力的观测依据。

伽利略之后，人们为了更深入研究宇宙，开始努力建造口径越来越大，性能越来越好的天文望远镜，而望远镜的每一次改进和革新几乎都会有新的发现，它引导着人类在认识宇宙的过程中步步深入。

(3) 行星运动规律的确立：开普勒(J.Kepler)是与伽利略同时代的另一位伟大天文学家。他继承了第谷·布拉赫①(Tycho,Brahe)的全部观测资料，抓住观测与理论间有8′误差不放，埋头研究了十多年，终于在1619年发表了著名的行星运动三大定律，改正了哥白尼学说中的误差，指出了行星绕太阳的轨道是椭圆，因而也不是匀速运动，从而巩固了哥白尼学说的地位，因而开普勒被人称誉为“天空的立法者”。

伽利略为哥白尼理论找到了大量的观测证据，开普勒则从理论的高度巩固了日心说的地位。更重要的是，开普勒发现的行星运动定律为后来牛顿发现万有引力定律、建立牛顿力学打下了坚实的基础。

牛顿是近代科学史上一个巨人。他发明了微积分，创建了牛顿力学，而万有引力的发现正是天体力学诞生的标志，同时他作的分光实验也可看作天体物理学的萌芽。他磨制的第一台反射望远镜也正是天体物理不可缺少的主要观测工具。

在此期间，由于理论研究日益深入和提高，望远镜制作不断改进与发展，使得第一批拥有望远镜的新型天文台相继在各地建立起来。作为现代天文台的先驱，那就是1677年建立的(1671年落成)巴黎天文台及1675年问世的格林尼治天文台。

2. 十八世纪的天文学　由于望远镜的不断进步，观测水平的日渐提高，使得天文学在十八世纪有了很大的发展。

(1) 天体测量学方面的成就主要有：英国天文学家布拉得雷(J.Bradley)发现了恒星的周年光行差及地球的章动现象，进一步证明了地球的公转和自转运动；1716年哈雷(E. Halley)提出利用金星凌日来改进测定日地平均距离的新方法；为满足大规模航海需要，测定钟差和各地经纬度的难题已基本解决；同时，一批较好的近代星表陆续问世。

① 按照天文学上的惯例，以后都称作第谷。

(2) 太阳系研究的进展：自1672年乔·卡西尼（G. D. Cassini）第一次得到日地距离值后，1761年俄国罗蒙诺索夫（M. B. Ломоносов）首先发现了金星大气；1766年德国提丢斯（J.D.Titius）提出了关于行星距离的提丢斯定则，为十九世纪发现小行星打下了基础；最为轰动的是1781年威廉·赫歇耳（F.W.Herschel）发现了天王星——人类第一次发现行星，大大突破了旧有太阳系的边界，为以后发现小行星、海王星、冥王星创造了条件；哈雷1705年预言的彗星（后称哈雷彗星）也于1759年按时回归，使彗星研究进入了新的阶段；到十八世纪末，太阳系的卫星已经发现了十四颗。

(3) 恒星天文学的创立：1718年哈雷发现了恒星的自行，使人们首次认识到"恒星不恒"。到十八世纪中叶，已有不少人提出了恒星组成扁平圆盘状的银河系的概念，甚至还有人推测银河系外还有其他星系（宇宙岛）。1783年威廉·赫歇耳首创利用统计恒星数目来研究银河系结构的方法，并得到了太阳相对于其他恒星的运动（本动），从此恒星天文学开始发展起来。

(4) 天体力学方面：在数学家欧拉（L. Euler）、拉普拉斯（P. S. Laplace）等人的推动下，天体力学在十八世纪逐步发展成熟起来，已经开始了摄动[①]理论的研究，而太阳系中一些天体如月球和大行星的运动特性也得到了较好的说明。

(5) 天体演化学的诞生：牛顿力学所取得的成就使人们习惯于把自然界分门别类，各自隔离起来进行研究。这样，机械的形而上学自然观逐渐发展起来，又成为阻碍科学发展的樊笼。最早冲开缺口，导致人类思想第二次大解放的又是天文学——1755年康德及1796年拉普拉斯提出的太阳系起源星云学说。这两个人彼此互不相知，事隔41年独立提出的两个学说却有着异曲同工之妙，第一次从科学上阐明了天体都有时间上的发展史，使人们第一次

① 在天体的绕转轨道运动中，除了中心体的万有引力外的任何作用，都称为摄动。太阳系中，一般说来，木星的引力常是最重要的摄动之一。

把自然界在发展变化的观念用到自然科学的研究中来，认识到自然界并不是孤立的、僵死不变的，而是在按照客观规律在前进、在发展，因而有人认为："这是从哥白尼以来天文学取得的最大的进步"，"在康德的发现中包含着一切继续进步的起点"①。

3．十九世纪的天文学　这一百年中最重要的事件是天体物理学的诞生和迅速发展，它标志着现代天文学的新起点，使人们对天体的认识发生了由表及里的深刻变化。

1814年德国的夫琅和费(J.Fraunhofer)制成了第一架分光镜，并且发现了太阳的谱线。1859年，德国的基尔霍夫(G.R.Kirchhoff)逐步建立了光谱理论——基尔霍夫三定律，加上前不久发展起来的光度学、照相技术一起运用到天文研究上，使一门崭新的分支——天体物理学初露锋芒：证认了太阳上的元素组成，表明了世界物质的统一性；首次从太阳上发现新的元素氦；弄清了太阳大气的分层结构；测定了恒星的光谱分类；从谱线的位移中测出了恒星的视向速度；发现了分光双星；测定了行星的自转；探明了土星光环内的结构……。

十九世纪天文学上还有两件轰动世界的大事，一是1837—1839年三位天文学家——俄国瓦·雅·斯特鲁维(B. Я. Струве)、德国贝塞耳(F.W.Bessel)及英国亨德森(T. Henderson)——几乎同时分别独立地测定了织女星(天琴α)、天鹅61和南门二(半人马α)三颗距离较近的恒星的周年视差，从而得到了它们的距离值，从此地心体系的最后一个顽固堡垒被攻破。第二件大事是两个青年用纸和笔发现了肉眼看不见的海王星——英国的约翰·亚当斯(J.C.Adams)和法国的勒威耶(U.LeVerrier)在互不了解的情况下，从天王星位置的偏差中算得了未知行星的轨道。虽然亚当斯于1845年先算出了结果，但柏林天文台是根据勒威耶的计算，于

① 恩格斯《自然辩证法》1971年版12页。

1846年找到了太阳系的第八颗大行星的。

十九世纪中叶，人们已经从太阳黑子数统计中认识到了太阳活动的11年周期规律，1877年又开始了对彗星物理性质的讨论。天体测量上1888年证实了极移现象，天体力学方面则已建立起完整的大行星及月球运动理论，提出了轨道共振等重要概念。在恒星天文研究中值得一提的工作还有：在1802—1804年威廉·赫歇耳发现了双星之间互相绕转的轨道运动，从而为准确测定恒星质量提供了依据。同时光度测量方面的进展也使变星研究开始活跃起来。

在这段时期内，仪器发展得更加迅速，望远镜口径越造越大，附件越来越好，出现了诸如赤道式装置和转仪钟等设备，折射望远镜已发展到了最高峰——1897年一架口径1.02米(焦距18.6米)的望远镜在美国叶凯士天文台落成。一直到今天，它仍是世界上折射望远镜之冠。而目前，迅速发展的红外天文研究也发端于威廉·赫歇耳的发现。他在十九世纪初首先发现了太阳的红外辐射。1869年罗斯(W.P.Rosse)正式用热电偶测量了月球的红外辐射，只是因为各种条件(如大气、仪器)的限制，才使它的发展推迟了一百年。

三、现代天文学的飞速发展

天文学在二十世纪获得了前所未有的大发展，十九世纪才诞生的天体物理学终于成了天文学的主流。四十年代发展起来的射电天文，在六十年代得到了轰动整个科学界的"四大发现"，随五十年代末人造地球卫星上天而来的大规模太阳系空间探测及观测范围扩展到"全波"范围，天文学在许多方面取得了有史以来空前的成就，部分地改变了过去天文学的内容及面貌，这一切又可能促使现代天文学上在孕育着一次更大的飞跃。

发展是十分惊人的。十九世纪时，除了利克折射望远镜外，能

正常使用的最大反射望远镜只有一台(口径90厘米)，而到七十年代末口径在2米以上的仪器已遍布全球，达25台之多。最大的达5米、6米，而且下一代望远镜(口径10—25米)也正在研制之中。此外，新型的大光力的折反射望远镜、各种类型的太阳望远镜、先进的光电技术、无线电技术、电子学技术及计算机越来越显示出巨大威力。最大的光学望远镜比人眼灵敏度提高10^6倍，化了足足三百多年时间，但从最早的X射线探测到1978年的"爱因斯坦X射线天文台"，同样提高了10^6倍灵敏度，相隔却只有16年。总之，在最近二十多年中，"全波"天文学所用的各种仪器都得到了空前的发展，所以各个分支学科的成就也常常超过了过去多少年的总和。

(1) 天体测量学：随着观测精度的逐步提高，发现了地球自转的不均匀性，由此出现了从世界时到历书时、原子时的新的时间计量系统，进一步加深了人们对时间问题的认识。人造地球卫星、激光测距等新技术又使这个古老的分支面临着新的革命，也导致了如天文地球动力学等新学科的兴起。

(2) 天体力学：二十世纪的天体力学更臻成熟。而快速电子计算机的出现，使得数值方法迅速发展起来而成为一支非常活跃的方面军。同时，人造地球卫星上天后，人造天体也成为天体力学的又一研究对象，推动了天文动力学的发展。数学上的进展又使天体力学还可以把研究对象扩充到成员不多的恒星系统，并取得了许多积极的成果。

(3) 天体物理学：通过测光和分光的研究，已经确定了大批恒星的各种重要的物理参数：质量、半径(平均密度)、光度、表面温度、压力、磁场、自转速度、化学组成、空间运动等等，为深入研究恒星世界创造了条件。爱丁顿(A.S.Eddington)等人卓有成效地探讨了恒星大气理论和内部结构，三十年代提出的热核反应为恒星发光机制还获得了1967年的诺贝尔物理奖，这也是第一

次因天文学的重大成果而获得的最高奖。

本世纪初得到的赫罗图揭开了恒星演化研究的新篇章。到五十年代末，恒星起源和演化的科学理论已经初步确立起来，人们终于逐步弄清了恒星“一生”中的各个重大环节，这也大大促进了太阳系起源的研究工作，经过与各种灾变学说的争论，加上空间探测的丰硕成果，使现代太阳系起源新星云说也取得了重大的进展，目前现代星云说已进入了半定量、定量研究和部分实验的新阶段。

造父变星周光关系的发现及恒星天文的工作，使人们逐步了解了银河系中的结构和范围，得出了银河系较差自转的公式，逐步确定银河系各部分的质量，否定了太阳在银河系中的特殊地位。造父变星提供的测距方法又确证了河外星系的存在。二十年代末，美国天文学家哈勃发现了哈勃定律即河外星系的谱线红移与它们的距离成正比，这正是广义相对论所预言的“宇宙膨胀”，因而成为现代宇宙学的重要基础，它也使人们的宇宙观念发生了又一次深刻的变化。

天文学为广义相对论提供的“三大验证”至今仍是科学发展史上的佳话，而“引力透镜”的发现，引力辐射的间接证明，越加支持了爱因斯坦的广义相对论。而广义相对论也为人们正确认识宇宙、正确认识时空提供了理论武器，这样使大望远镜开创的河外星系研究迅速蓬勃地开展起来。

六十年代中，射电天文学异军突起，先后得到了四项有深远影响的天文学上的重大发现：类星体(1963年)、星际有机分子(1963年)、3开微波背景辐射(1965年)、及脉冲星(1967)①。

航天技术的发展改变了人类在宇宙中的地位。举世瞩目的“阿波罗”登月(1969年)，使人类第一次在其他天体上留下了足迹。七

---

① 其中脉冲星已获1974年诺贝尔物理奖，3开微波背景辐射获1978年诺贝尔物理奖，星际分子的主要发现者也以其他项目为名获得了1964年诺贝尔物理奖。

十年代中所作的大规模空间探测甚至影响到整个科学技术的发展，也使人们对太阳系的认识发生了许多深刻的变化，迫使六十年代以前有关太阳系的章节非得重写不可。

§1.4 中国天文学发展简史

中国是具有五千多年文明历史的著名古国之一，天文学也有十分悠久的历史，并且具有独特的东方特色，在世界天文学史上占有重要的地位，其中最突出的就是丰富而有系统的天象记录、精湛的历法研究、灵巧的古代天文仪器。同时，中国古代对宇宙本源问题的探讨也不乏精辟的真知灼见。

一、萌芽时期

在近代出土的距今约4500年的许多陶尊上，经常可以发现一些刻有具有天象意义的原始图形符号。这表明，远在有文字记载以前，中国古代就已经注意到季节更迭与星空变化之间的联系。从古书《尚书·尧典》中可知，甚至在帝尧时代(公元前二十四世纪)便已设立了“观象授时”的专职官员，已经懂得了“日中星鸟，以殷仲春”、“日永星火，以正仲夏”……的道理。这表明那时人们已用黄昏时刻出现在南方天空中的不同恒星来确定时令季节。文献表明，这时中国已把一年定为366天，并且用闰月来调节月份和四季。

到夏朝时(约公元前二十一世纪)中国开始进入奴隶社会，从《夏小正》的记载可以知道，那时几乎每个月都以一些显著的天象作为标志，并且还注意到不同季节的“昏中星”、“旦中星”① 以及北斗七星的斗柄每月指向的变化。

① 昏中星、旦中星分别是指在黄昏和黎明时在南方天空所见的恒星。

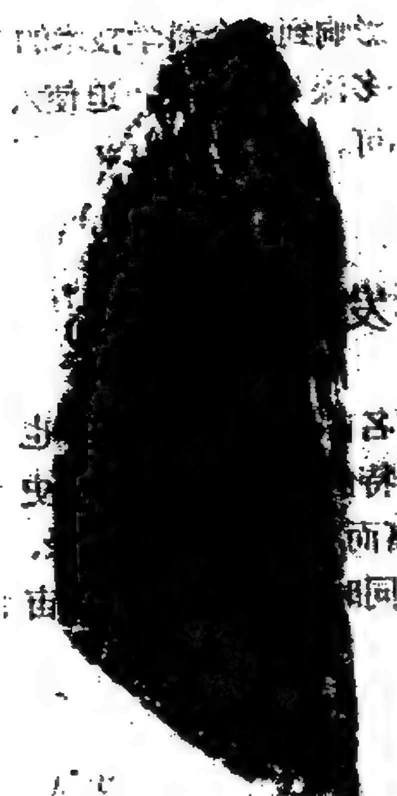


图 1.15 甲骨片上的新星记录

殷商时代（公元前十六世纪至公元前十一世纪），从甲骨卜辞中可以看出，那时已经发明并采用了"六十干支"的方法来纪日，并且分出了大月（30天）和小月（29天），闰月则称为十三月。所以，那时候的季节与月份已大致有了固定的关系。在那些甲骨片中，还有大量珍贵的天象资料——世界上最早的新星记录（图1.15）及众多的日、月食记载。

西周时代（公元前1066至公元前771年）的天文学知识已有了一定的普及，已有了月相变化的记载，并开始利用土圭来测定方向、刻漏来记量时间，还认识了金星及银河，并且也出现了以二十八宿划分天区的方法。因此一般认为，到西周末年时中国天文学已经初具规模了。

二、形成体系时期

在春秋时代（公元前770至公元前476年），中国的天文观测已逐步发展到了定量观测的水平，已经能以二十八宿为标准，逐月给出每月月初时的昏中星、旦中星及太阳的所在位置。《春秋》、《左传》中记录的37次日食，至少已有32次考证出是可靠的，其中还有世界最早的流星雨记录（公元前687年）及著名哈雷彗星最早的回归记录（公元前613年）①。

① 据中国天文学家张钰哲最近考证，中国还有公元前1056年的哈雷彗星回归的记录。

到公元前600年左右，土圭不仅用来测定方向，而且也用以确定夏至、冬至的日期来改进历法，所以战国时代各国基本上都采用了一年为$365\frac{1}{4}$日的"四分历"，已懂得了十九年七闰的原则。在秦统一中国后，出现了第一部在全国通用的、比较完整的"颛顼历"（公元前221年），这比罗马的儒略历早近两个世纪。值得注意的是，颛顼历中还包含有设置闰月的原则、五星（日、月、金星、火星、木星）的运行情况、日月食的计算及中国特有的二十四节气，为后代历法树立了楷模。

战国时代还开始有了中国最早的天文学专著——齐国甘德的《天文星占》（八卷）及魏国石申的《天文》（八卷），实际上这就是世界上最早的星表。到汉末，中国天文学已发展到了较高的水平。1973年西汉古墓马王堆出土的许多帛书中，就有八千字的《五星占》，它详细地描述了水星、金星、火星、木星、土星的运行情况，还一一列出了从公元前246年（秦始皇元年）到公元前177年（汉文帝三年）的七十年间，金星、木星和土星的准确位置，推算了它们的公转周期和会合周期。这至少比西方的喜帕恰斯早一百多年。帛书中还有对彗星的描绘，上面画出了29种不同的彗星形状，更令人折服的是有的图上还可看出彗头中尚有核的结构（图1.16），因此有很

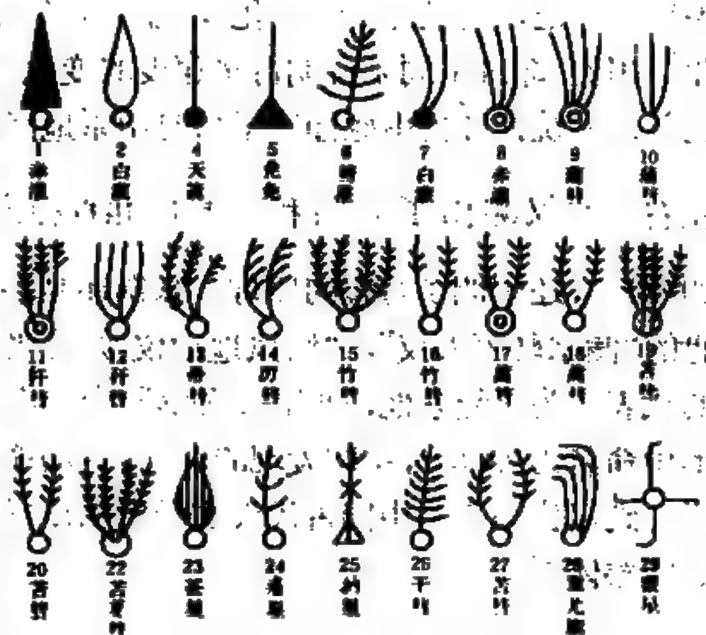


图 1.16 马王堆出土的中国古代彗星图

高的学术价值。此外，《汉书·五行志》中还有世界上第一次黑子记录(公元前28年)，而所记载的一次日全食(公元前89年)已有了非常具体的食分大小，初亏、复圆的时刻和太阳方位。在《汉书·天文志》中所记载的客星(即新星，公元前134年)虽然也为喜帕恰斯所见，但他却没想到记下它的方位及出现的时间，比中国资料大为逊色。

对于宇宙本源和结构的认真探索也开始于这个时期。为了回答这些问题，中国出现了不同的“宇宙论”，其中有先是“天圆如张盖、地方如棋局”、后改为“天似盖笠，地法覆槃”的“盖天说”；也有“天圆如弹丸、地如卵中黄”的“浑天说”，还有主张宇宙无定形、无边际的“宣夜说”。对于天地的形成，《淮南子》也试图作出回答，它还给宇宙作了一个很好的定义：“上下四方曰宇、古往今来曰宙”。

这段时期杰出的代表人物是张衡，他是中国古代科学史上十分伟大的科学家。在天文学上，他丰富、发展了“浑天说”，在《灵宪》中，他以比较朴素的变化发展的思想来说明天地的起源与演化，用距离的不同来说明行星速度的变化（“近天则迟，远天则速”），从统计分析中他知道了当时中原地区可见的恒星数在2500左右。不仅测出了太阳和月亮的角直径为周天的$\frac{1}{736}$（相当于29′24″），还阐明了月食的原理。张衡还是杰出的发明家，闻名于世的“漏水转浑天仪”，“候风地动仪”则是当时世界科学最高水平的代表。为了纪念他，国际天文学联合协会把月球背面的一座环形山命名为“张衡”，中国发现的(1802)号小行星的命名也是张衡。

到汉代为止，中国古代天文学已初步形成了有强烈东方特色的完整体系。

三、繁荣发展时期

从东汉末年三国到五代十国的七百多年(公元220—960年)中，中国的天文事业各方面都有较大的发展。

在持续不断观测的基础上，三国时代的杨伟发现了黄白交点的移动，提高了计算日月食的精度；东晋虞喜发现了岁差现象(后为祖冲之引入历法计算)；祖暅也发现了北天极的移动；北齐张子信则观测到了太阳运动的不均匀性；唐代李淳风绘制的“敦煌星图”(包含1350多颗星)也具有很高的水平。

天文仪器也有很大提高。李淳风的“浑天黄道仪”、一行及梁令瓒所制的“黄道游仪”、“开元水运浑天俯视图”都有了很大改进。一行从黄道游仪中还发现过恒星位置的变化，他还领导了世界上第一次子午线的实测工作，纠正了自古流传的“日影千里差一寸”的错误观点。

仪器的改善、观测上的发现，必然使历法更加进步。在此期间，出现了多达三四十种富有特色而较好的历：魏国所用的《景初历》(237年)，后秦的《三纪甲子元历》(384年)，何承天的《元嘉历》(443年)，祖冲之的《大明历》(463年)、隋朝的《开皇历》(584年)、李淳风的《麟德历》(665年)、一行编的《大衍历》(728年)……，有的提出了比“十九年七闰”更好的置闰法，有的则从月食来求太阳的位置，祖冲之把岁差引入大明历更是一个创举，一行在计算中使用了含有三次差的近似内插法，在二十四节气上也把以圆周24等分的“平气”改为根据太阳运动实际情况而定的“定气”。

在对宇宙的探讨上，这段时期也有一定的特色。一行首先从方法论上批判了前人计算“天的大小”的错误，刹住了这种非常荒唐而又十分繁冗的计算。柳宗元则在《天对》中更明确提出了宇宙的无限性，认为天没有青、黄、赤、黑的颜色之分，也没有中心和边缘之别，更不能人为地去划分几个部分。他还指出：“天地之

无倪，阴阳之无穷，以澒洞轇轕乎其中，或会或离、或吸或吹、如轮如机"(《非国语·三川震》) 以此来说明宇宙中的矛盾在不断的变化、发展，这种深刻的认识在一千多年前的古代是非常难能可贵的。

四、高潮及衰落

中国的封建经济在宋代得到了进一步的发展，古代天文学也差不多在宋朝到明初时达到了鼎盛时期。

宋朝关于1006年及1054年的超新星史料至今还吸引着大批中外天文学家。而多次大规模的恒星测量的结果之一，就是产生了大量的古代星图，苏州石刻星图是其中的佼佼者(图1.17)。



图 1.17 苏州石刻星图

苏颂、韩公廉制造的“水运仪象台”(1092年)，既是一架可以在室内表现星空景象的“假天仪”(类似天象仪)又是现代天文钟的最早雏型。另一个大科学家沈括也对天文学发展作出了重要贡献，他对光学、地磁等很有研究，记录了陨星陨落的过程，还对不少天文仪器作了一些有益的改进，既做到了简单化，又提高了观测精度，在历法上，他创造的十二气历也很有特色。在1199年使用的杨忠辅的《统天历》中规定的历年长度为365.2425日，已与现代公历完全相同，但这比公历早了383年。

元朝的郭守敬则把中国古天文推向了新的高峰。郭守敬等人的工作主要在三个方面：

(1) 发明创造了许多别具匠心、观测精度很高的新的天文仪器，其中最有名的有：简仪(图1.18)、仰仪、高表和景符。简仪大胆地把浑仪一分为二，避免了众多环管互相挡掩的弊病，具有很高的观测精度。仰仪则一反抬头观测的习惯，利用针孔成象



图 1.18　简仪

的原理，让太阳象成在朝天的半个球壳面上，使观测更加方便。而高表和景符则是对圭表的改进，以提高观测的精度。

（2）大规模的天文实测工作，在郭守敬的领导、主持下，元代建立了全国规模的天文观测网，从北纬15°到65°的辽阔土地上，建立了27个观测所，对一系列天文数据进行了长期的系统的实测，因而观测精度达到了空前的高度。如二十八宿的距度误差不到5′，求得的黄赤交角误差已只有1′左右，在望远镜使用前，这样的精度是极其难得的。

（3）在大量实测的基础上，郭守敬编制了古历中比较先进的《授时历》（1280年），它使用了三次差内插法来求太阳及月亮的视运动速度，并用类似于球面三角的方法——弧矢割圆术——来作黄道赤道坐标的转换、求白赤交角、白赤交点的赤经等等，这在中国天文史和数学史上都是一个创举。

明朝以后，统治阶级为了加强中央集权，采取了摧残科学文化、窒息人们思想的“八股取士”，严令不准民间私习天文、研究历法，中国天文学的发展，从此进入了一个没有很大作为的低潮衰落阶段。

同时，西方传教士来华也对明朝以后的科学技术发展产生了重大影响。一方面那些进行学术传教的教士也的确给中国带来了一定的西方科学，那时候如徐光启等人也翻译了很多西方科学著作，包括天文学的书籍，介绍了托勒玫的地心学说、望远镜，同时还有西方的数学和计算方法，如几何学、球面三角学等等，这是有一定积极影响的方面。

然而，从整体讲来，西方国家并无真正帮助中国发展科学的意图，即使其中少数人有一定的积极作用，也是局部的、有限的，他他们从未把最先进的东西带到中国。虽然那时哥白尼学说已在欧洲取得了决定性胜利，但他们只讲托勒玫地心体系，至多也只是把

在欧洲从无真正市场的折衷的第谷体系①来搪塞，更令人气愤的是在他们把持了中国官方天文机构后，有个传教士还借口中国古仪器落后，把郭守敬等人设计制造的天文仪器全部熔毁一空！

当然清代天文学上也有一些成果，如组织了二次大规模的经纬度测量工作，并首次得到了地球是椭圆球体的实测资料。另一方面，清代还涌现出了一批很有成就的民间天文学家，如梅文鼎、薛凤祚、王锡阐等等，他们都有一些创新和发展。

五、近代天文的创立和发展

中国的近代天文从何开始？一般认为可以从清末学者李善兰与英国伟烈亚力(A. Wylie)合译《谈天》作为起点。《谈天》的英文原著是约翰·赫歇耳(J. F. Herschel)所著的《天文学纲要》，虽然那是多少带有一些科普性的著作，但却更是一本重要的总结性的学术著作，它对到那时为止的所有天文学新成就进行了非常好的总结和概括，因而在欧洲产生了长久而深远的影响。李善兰翻译的《谈天》不仅在学术上有很重要的意义，更重要的是使哥白尼学说、开普勒定律、第一次在中国得以传播，使中国的古天文从此慢慢纳入近代天文学的轨道。

当然在封建时代，先进的近代天文学是无法真正得到发展的，西方来的仪器锁进了深宫大院，一些书籍也被束之高阁。中国的第一批装备有望远镜等仪器的近代天文台也都是帝国主义为了侵华目的所建的。如1873年法国所建上海徐家汇天文台、1894年日本在台湾建造的台北测候所、1900年德国在青岛设立的气象天测所等等，其主要任务是收集中国沿海地区气象等情报。

1916年，江苏南通人张謇在南通军山搞了一个小天文台，兼

① 第谷体系是这样一个折衷体系：其他行星在绕太阳旋转、但是太阳却带着这些行星在围绕宇宙中心——地球转动。这个学说连他的学生开普勒也不相信，在欧洲几乎没有什么影响，但在中国却流行了几百年。

做气象、天文方面工作，这是唯一的中国人私人办的天文台，但张謇1926年逝世，台务限于经济拮据，无从发展至1938年为日帝侵略者的炮火所毁。

辛亥革命、五四运动之后，科学民主的思潮在中国开始发展起来，中国天文学会也于1922年正式成立。但在旧中国，天文学与其他学科一样，充其量只是一种点缀，并无真正的建树，都处于奄奄一息的为生存而苦苦挣扎的状态之中。

中国近代、现代天文学的发展是在新中国成立之后。通过三十多年的努力，中国天文研究单位和教育机构都作了重大调整。目前全国已有了南京紫金山、北京、上海、云南、陕西等五个具有相当规模的天文台和一个专门的天文仪器厂。教育单位除了1952年创建的南京大学天文系外，1960年北京师范大学也设置了天文系，北京大学则在地球物理系中增添了天体物理专业。此外，中国科技大学也在最近设立了天体物理研究中心。在天文研究方面，从无到有建立了许多分支学科，在许多领域诸如世界时测定、光电等高仪制造、人造卫星轨道计算、恒星和太阳的观测与理论、射电天文、高能天体物理、太阳系起源、天文学史等方面都取得了重要的成果。

成绩是喜人的，但差距仍然很大。甚至到今天我国还没有设备能观测到六十年代的“四大发现”。这不仅有愧于文明古国的称号，更不能适应四化建设的要求。因此，发奋学习，努力攀登天文科学高峰乃是当今中国天文工作者责无旁贷的艰巨任务。

第二章　天球坐标和时间计量系统

§2.1　天　　球

一、天球概念

即令是在原始蒙昧的时代，人们在生存斗争中总是要不断地观察周围的自然环境。每当他们抬头仰望时，总觉得苍茫天穹是一个坚实无比的半球，太阳、月亮以及熠熠发光的星星都牢牢镶嵌在这个硕大无朋的球面上。而且不管人们走到哪儿，他总是觉得自己始终处于这个半球的中心，总感到天穹笼罩着整个大地。中国古时候就盛行着"天圆如张盖，地方如棋局"之类的说法。古埃及人也总是认为大地如同一只大盒子的平底，天是中央拱起的盒盖。西方则把天空看作为一个清彻透明、庞大无比的水晶球——"天球"。

当然这是一种很直观的认识。就在这种朴素直观认识的基础上，古人运用这种"天球"的概念开始了最早的天文学研究，探讨天体在天球上的位置及其分布状况，这样天文学的最古老的分支——球面天文学，也就首先发展了起来。

感觉决不等于科学，直观的感觉更不一定就是真理。水晶组成的天球只是人类肉眼缺陷所造成的一种错觉。天上并没有什么球面。因为人的双眼不过相距 6.7厘米，根本无从区分遥远天体的实际远近，总是以为所有天体都分布在以自己为中心的天球表面上。然而正如利用视觉暂留可以欣赏电影一样，这种与直观感觉吻合的天球也可以作为人们学习天文学的辅助工具，帮助人们

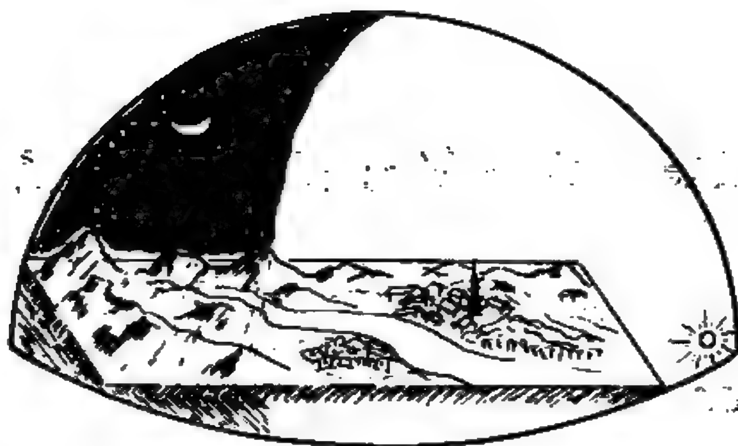


图 2.1 中国的天圆地方说示意图

确立起空间的观念。因此人们不仅保留了天球的概念，并在此基础上发展了一整套的数学公式，而且还出现了与此有关的天球模型——天球仪，以及表现星空的天象仪等。

必须指出的是：

(1) 天体在天球上的视位置是人们对于天体的视线在天球上的投影，因而天球的半径完全可以自由选取，而不影响研究问题的实质。

(2) 天球上任意两个天体之间的距离一般都是指它们之间的角距离，亦即是它们对于观测者的张角。在天球上，线距离是没有意义的。

(3) 一般说来，天体离开地球的距离都可看作是数学上的“无穷大”，因此，在地面上不同地方看同一天体的视线方向可以认为是互相平行的。或者也可以反过来说，一个天体发射到地球上不同地方的光互相平行。因此所有平行的方向在天球上都相交，交于天球上的同一点。

(4) 一般情况下，天球的中心就是观测者的眼睛，但有时为了研究问题的方便，需要把球心假想移到地球中心或者太阳的中

心，这样的天球则分别称为"地心天球"和"日心天球"，以示与一般天球有所区别。

二、天球上的基本点和基本圈

为了研究天体在天球上的位置和分布状况，必须要建立一定的坐标系统并规定度量的方法。而任何坐标系统都离不开一些基本点和基本线，在球面上即是基本点和基本圈。

(1) 天顶和天底：通过天球中心O（观测者的眼睛）作铅垂线（即观测者的重力方向）ZOZ'，与天球分别交于Z和Z'（图2.2）。不难想象，Z正好位于观测者的头顶上，好象是天球上的最高点，故称Z为天顶。

与Z相对的另一个交点Z'，必然位于观测者的脚下，所以Z'称为天底。因此，观测者总是见不到天底的。

(2) 真地平圈：通过天球中心O作一个与直线ZOZ'相垂直的平面——天球地平面。显然，它与天球的交线是一个大圆，天文上称之为真地平线或真地平圈，有时也可称为数学地平（图2.2）。

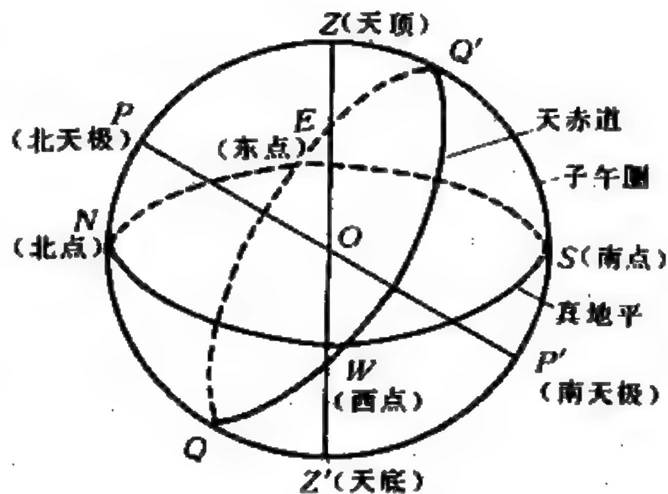


图 2.2 天球上的基本点和基本圈

(3) 天极：仔细观测星空便可以发现，恒星与太阳、月亮一样，同样在作东升西落的周日旋转运动。这本是地球自转的反映，可是古人却认为这是天球旋转的结果，并假想有一条天轴POP'，天球绕着天轴在均匀地转动。实际上，POP'正是地球自转轴的延

长线，P与地球上的北极相对应，称之为北天极。P'与地球南极对应，故称为南天极。

(4) 天赤道：通过天球中心O，作一个与天轴POP'相垂直的平面QQ'——天赤道面。显然，它与天球的交线也是一个大圆，称之为天赤道。不难想象，它实际上是地球赤道面的延伸。

(5) 天子午圈：经过天顶Z，北天极P，天底Z'作一平面，与天球的交线——天子午圈ZPZ'也是一个大圆。可以证明南天极P'在天子午圈上。

(6) 四方点：天子午圈与真地平有两个交点：N、S，靠近北天极P的N点称之为北点，与南天极P'较近的S称之为南点。实际上ON正是观测者所在地的正北方向，而OS即为正南方向。

天赤道QQ'与真地平亦有两个交点，E、W，分别称之为东点E和西点W。同样，OE、OW也正是观测者所在地的正东、正西方向。

E、N、W、S统称为四方点。

(7) 天卯酉圈：过天顶Z，东点E，西点W作一平面，与天球的交线称之为天卯酉圈，它也是一个大圆。可以证明，天底Z'也必在天卯酉圈上。

以后可以证明，真地平、天子午圈、天卯酉圈是三个互相两两垂直的大圆。

必须指出，由于地面上不同地方的重力方向都不相同，所以不同观测者所作的天球都是不一样的，或者说各地观测者都有"自己的"天顶、天底、真地平、天子午圈、天卯酉圈及四方点，它们都具有强烈的"地方性"。

(8) 黄道：通过天球中心作一与地球公转轨道平面相平行的平面——黄道面，黄道面与天球的交线是一个大圆，称之为黄道。

黄道与赤道斜交，其交角称为"黄赤交角"。用小写希腊字母ε表示，现阶段$\varepsilon\approx23°27'$（图2.3）。

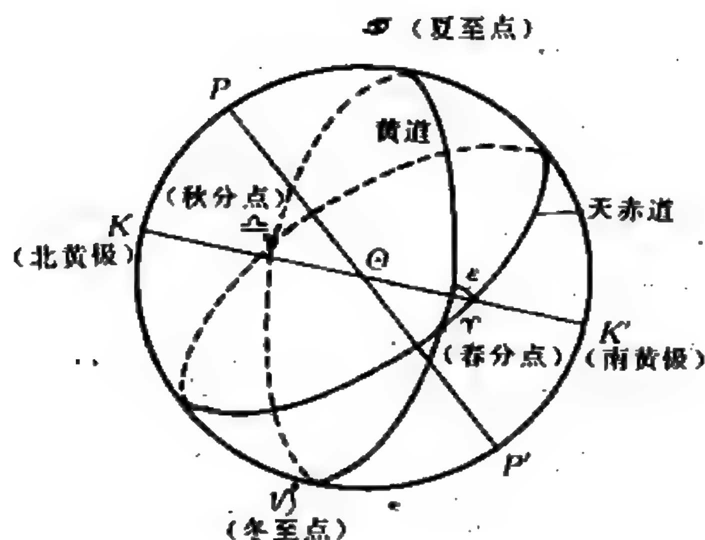


图 2.3 黄道和二分二至点

(9) 二分二至点：黄道与天赤道交于两点♈、♎，分别称为春分点和秋分点。从北半球上看来，当黄道按逆时针方向从天赤道之南穿到天赤道之北的交点即为春分点♈，另一个交点♎即为秋分点。

黄道上与春分点♈相距 90°，并位于天赤道以北的点称之为夏至点，记为♋；而在天赤道之南的另一点则为冬至点，记为♑。

(10) 黄极：通过天球中心 O，作一垂直于黄道面的直线 KOK'，与天球交于 K，K' 两点，K 与北天极 P 相近，称为北黄极，反之与 P' 相近的 K'，称为南黄极。

§2.2 球面三角初步

确立了天球概念之后，人们便能把所有恒星都看作是分布在天球表面上的点，这样就有必要对球面的一些最基本性质加以探讨。

一、球面的基本性质

1．球面上的圆　立体几何已经证明过，任何与球面相交的平面，其截口总是圆。倘若切割的平面不经过球心，则截出的圆是“小圆”，而如果相切割的平面通过其球心，则截出的圆最大，称之为“大圆”。大圆的半径正是球半径。

不难证明，通过球面上不在同一直径两端的任意两点，可以作无数个小圆，但只能也必能作一个大圆。因而在球面三角中，一般只涉及大圆，只研究大圆的性质和关系。

显然，地理中的纬度圈，除了赤道外，都是小圆。而所有地理经圈都是大圆，所以前面所讲的一些基本圈，如：真地平、天赤道、天子午圈、天卯酉圈、黄道等都是大圆。

球面上两点 A、B 的距离也要用大圆来量度，过 A、B 两点作一大圆。当然 $\overset{\frown}{AB}$ 可以用弧长表示，也可用角度表示，由于天球的半径不定，故天球上只用角度来计量，即 $\overset{\frown}{AB}$ 等于它所对的中心角 $\angle AOB$ 的值(图2.4)。

2．球面上圆的极　设 ABC 是球面上一个圆，过其圆心 O'

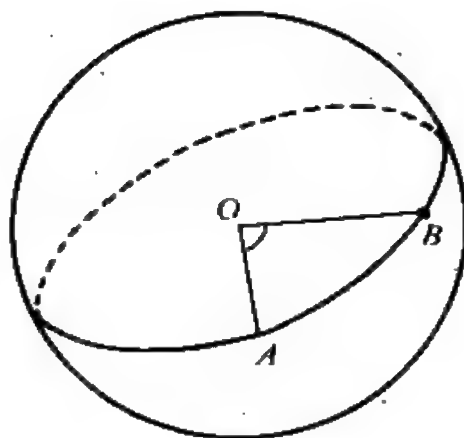


图 2.4　A、B的角距

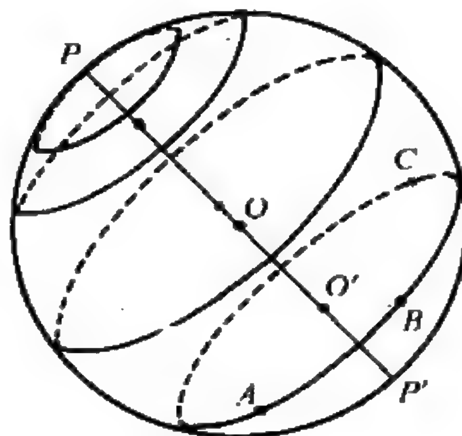


图 2.5　球面上圆的极

作垂直于 ABC 平面的直线 POP'，显然直线经过球面中心 O，若与球面相交于 P、P'（图2.5），则 P 和 P' 就是圆 ABC 的两个极。

显然，球面上每一个圆都有两个极，而从极到它对应的圆上各点的距离都相等，并把此角距称之为"极距"。

若 ABC 是大圆，则两极 P、P' 到大圆上各点的距离都是90°，如天顶到真地平各点、天极到天赤道各点、黄极到黄道各点，其角距都是90°；同样，东点 E、西点 W 是天子午圈的极；南点 S、北点 N 是天卯酉圈的极。

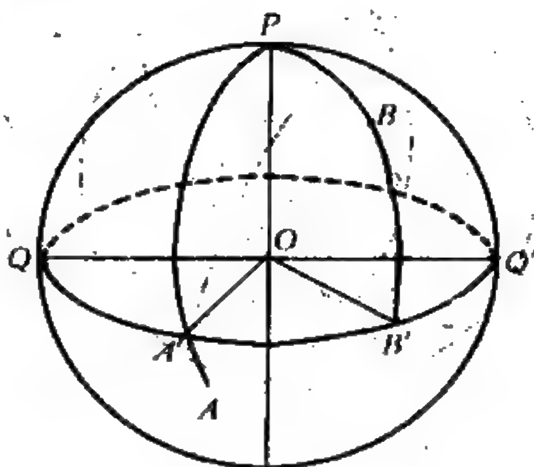


图 2.6　球面角的量度

不难证明，球面上的每个圆都有两个极，而一个极可以对应于无数个圆（它们所在的平面相互平行），但与之对应的大圆却只有一个、也总有一个。

3. 球面角　球面上两条大圆弧 $\overset{\frown}{PA}$、$\overset{\frown}{PB}$ 所夹的角称为"球面角"。两大圆弧的交点 P 称为球面角的顶点，而两大圆弧 $\overset{\frown}{PA}$、$\overset{\frown}{PB}$ 则称为球面角的边（图2.6），显然球面角既不同于平面角，也区别于立体角。

球面角的值是这样量度的：以球面角顶点 P 为极，可作大圆 QQ'，延长 $\overset{\frown}{PA}$、$\overset{\frown}{PB}$，分别交 QQ' 于 A'、B'，球面角 APB 可以由平面 POA、POB 所构成的二面角来量度。但更方便、更直接可由弧 $\overset{\frown}{A'B'}$ 或 $\angle A'OB'$ 来量度。

二、球面三角形

把球面上三个不同点 A、B、C 用三段大圆圆弧联结起来，这样所围成的几何图形称为球面三角形。这三条大圆弧 $\overset{\frown}{AB}$、$\overset{\frown}{AC}$、$\overset{\frown}{BC}$

称为球面三角形的边(图2.7)。

球面三角形是天文学中经常遇到的基本几何图形之一，有必要对其进行较详细的讨论。

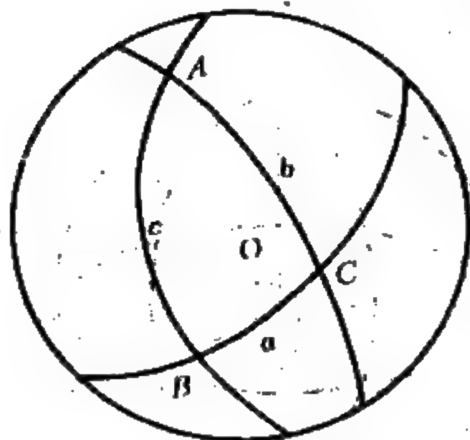


图 2.7 球面三角形

习惯上，球面三角形的三条边 $\widehat{BC}$、$\widehat{AC}$、$\widehat{AB}$ 常用小写的拉丁字母 a、b、c 表示。而三条边所构成的三个球面角则称之为球面三角形的角，分别用大写拉丁字母 A、B、C 表示，而且 A 角与 a 边相对，B 角与 b 边相对，C 角与 c 边相对。

球面三角形的边和角都是互相独立的，都称为"元素"。也就是说，一个球面三角形有 6 个元素。

要判断两个球面三角形ABC和$A'B'C'$是否全等，首先要看它们是否在同一球面上，或者所在的两个球面的半径是否相等。对于不同半径球面上的球面三角形是不可能全等的。而对于半径相同的球面上的两个球面三角形，它们全等的充要条件是满足下列之中任一条即可。

(1) 三条边一一对应相等

即 $a=a'$、$b=b'$、$c=c'$.

(2) 两条边及其所夹的角对应相等

即 $a=a'$、$b=b'$、$C=C'$.

(3) 两角及其所夹的边对应相等

即 $A=A'$、$B=B'$、$c=c'$.

(4) 三只内角一一对应相等

即 $A=A'$、$B=B'$、$C=C'$.

三、球面三角形边和角的基本性质

球面三角形不同于平面三角形，它们的边和角有些什么性质是必须弄清的。只有研究了它们的各种基本性质，才能进一步利用球面三角形来研究和解决天文学问题。简单说来，可以把它们重要的基本性质归纳为以下六条：

（1）球面三角形的任两边之和必大于第三边。

即　$a+b>c$.

（2）球面三角形的任两边之差必小于第三边。

即　$a-b<c$.

（3）若球面三角形有两条边相等，则它们所对应的两角必然相等。反之，倘球面三角形有两个角相等，则它们所对应的两条边也必然相等。

即　当$a=b$时必有$A=B$；　当$A=B$时必有$a=b$.

（4）在同一球面三角形中，大的角所对应的边较长，小的角对应的边较短；反之，较长的边所对应的角也较大，较短的边对应的角较小。

即　当$A>B$时有$a>b$；　当$a>b$时有$A>B$.

（5）球面三角形的三条边之和必大于0°，小于360°。

即　$0<a+b+c<360°$.

（6）球面三角形的三角之和必大于180°、小于540°。

即　$180°<A+B+C<540°$.

要严格证明这些性质并不难，这儿作为例子仅举其一，其余的读者可以作为练习试证之，亦可参阅附录Ⅱ。

设：球面三角形 ABC 的三条边分别为a、b、c（图2.8）。

求证：$a+b>c$

证明：分别联结球面三角形三顶点与球心，OA、OB、OC，显然

$$OA=OB=OC=r.$$

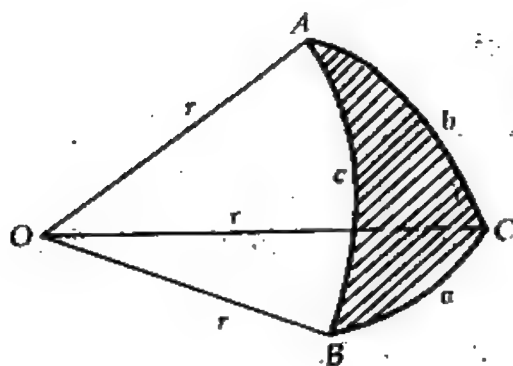


图 2.8 两边之和大于第三边

面角 $OABC$ 是一个三面角。立体几何中早已证明过：三面角中两个面角之和必大于第三角，

即：$\angle BOC+\angle AOC>\angle AOB$。

在弧度制中

$$\angle BOC=a/r,$$
$$\angle AOC=b/r,$$
$$\angle AOB=c/r.$$

所以 $$\frac{a}{r}+\frac{b}{r}>\frac{c}{r}.$$

又因为 $$r\neq 0\ ,$$

故 $$a+b>c.$$

同理可证 $b+c>a$ 及 $c+a>b$。

由此即可推理得两边之差小于第三边：

$$a>b-c,\quad b>a-c,\quad c>a-b.$$

四、球面三角形的基本公式

如上所述，球面三角形有 6 个独立元素，因此它们之间相互联系的公式很多。同样，这儿证明其中之一，其余的在本书后的附录中有其证法。

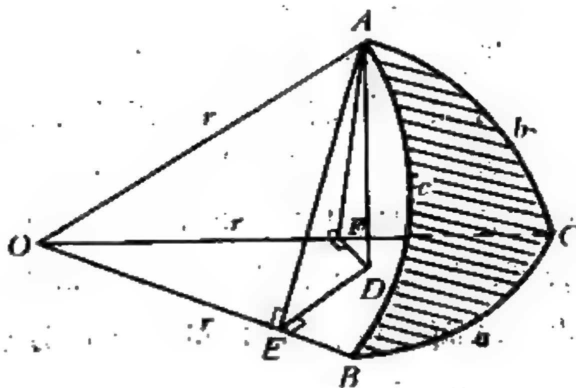


图 2.9 正弦公式的证明

1. 边的正弦公式

球面三角形各边的正弦与其对角的正弦成正比。

即
$$\frac{\sin a}{\sin A}=\frac{\sin b}{\sin B}=\frac{\sin c}{\sin C} \tag{2.1}$$

证明：联结球面三角形ABC顶点与球心O，$OA=OB=OC=r$。过A作AD垂直于平面OBC，D为垂足。

又作$DE\perp OB$，$DF\perp OC$，根据立体几何中三垂线定理，必有$AE\perp OB$，及$AF\perp OC$，并且$B=\angle AED$，$C=\angle AFD$。

因为：

$$\sin b=\sin\angle AOC=AF/r,$$
$$\sin B=\sin\ \angle AED=AD/r,$$
$$\sin\ c=\sin\ \angle AOB=AE/r,$$
$$\sin C=\sin\ \angle AFD=AD/r.$$

所以：
$$\frac{\sin b}{\sin B}=\frac{AF/r}{AD/AE}=\frac{AE}{r}\cdot\frac{AF}{AD}=\frac{\sin c}{\sin C}.$$

同理可以证得：
$$\frac{\sin b}{\sin B}=\frac{\sin a}{\sin A}.$$

2．边的余弦公式　球面三角形任一边的余弦等于其他两边余弦的积加上这两边的正弦及其所夹角的余弦的连乘积。以a边为例即是：

$$\cos a=\cos b\cos c+\sin b\ \sin c\ \cos A. \tag{2.2}$$

其他两边的余弦公式与此完全对称，可参见附录Ⅱ。

3．角的余弦公式　球面三角形的任一角的余弦等于其他两角余弦积的相反数加上这两角的正弦及其所夹边的余弦连乘积。

同样仅以A角为例，其他B角、C角的公式见附录Ⅱ。

$$\cos A=-\cos B\cdot\cos C+\sin B\ \sin C\ \cos a. \tag{2.3}$$

球面三角形的元素较多，所以仅仅依靠上面三类公式往往还

不能解决所有问题，因此还有其他一些重要公式。但一般它们涉及元素较多，关系也较复杂，不易用简洁的文字来表达，故直接用数学公式表示，它们是：

4．第一五元素公式　是表示边的正弦与角的余弦积与其他元素关系的公式：

$$\sin a \cos B = \cos b \sin c - \sin b \cos c \cos A. \quad (2.4)$$

如这一类的公式用不同的搭配共有 6 个。

5．第二五元素公式　与第一五元素相对称的第二五元素公式是表示角的正弦与边的余弦积与其他元素的关系公式。同样，一套也有 6 个。

$$\sin A \cos b = \cos B \sin C + \sin B \cos C \cos a. \quad (2.5)$$

6．四元素公式　涉及两条边、两个角之间关系的公式。同样有 6 个

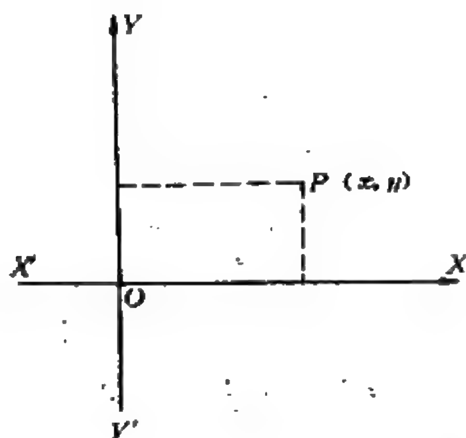
$$\operatorname{ctg} A \sin B = -\cos B \cos c + \sin c \operatorname{ctg} a. \quad (2.6)$$

§ 2.3　常用的几种天球坐标系

一、一般的球面坐标系

从平面解析几何中知道，平面上任何一点都可由直角坐标系的一组坐标（x、y）来唯一确定，确定球面上的位置则需要用球面坐标系。例如，只要知道了某处的地理经度和地理纬度，人们便不难知道其相应的实际位置，地理坐标就是一种球面坐标系。

球面坐标系与直角坐标系也有某些相似之处：直角坐标系有两条互相垂直的 X、Y 轴，球面坐标系相应的有两个互相垂直的大圆，BCB' 和 ABA'（图2.10），它们即分别相当于 OX、OY 轴，一般称它们为球面坐标的基本圈。两大圆的交点之一 B 也与原点 O 相当，称为球面坐标系的基本点或原点。



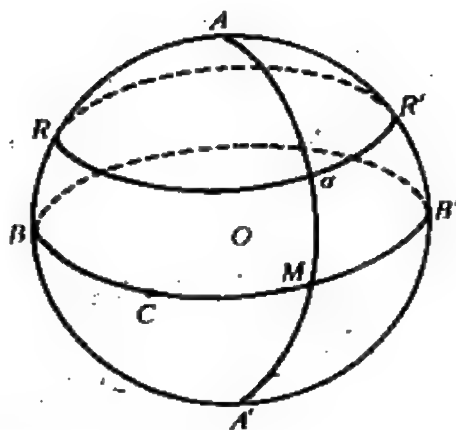


图 2.10 直角坐标和球面坐标

这样，天球上任何一点σ的球面坐标可用下法确定：通过$A\sigma$作大圆$A\sigma A'$，与基本圈BCB'交于M，则$A\sigma A'$称为第一坐标线。

通过σ作平行于基本圈BCB'的小圆$R\sigma R'$，与大圆ABA'交于R、R'，则$R\sigma R'$称为第二坐标线。

$\widehat{BM}$即为σ的第一坐标，$\widehat{BR}$即为σ的第二坐标。因为$\widehat{BR}=\widehat{M\sigma}$，所以通常把$\sigma$的第二坐标取为$\widehat{M\sigma}$，因为它们都是弧长，常用角度表示。

在天文学中，经常因研究对象和方法的不同而选取不同的天球坐标系统。其实各种天球坐标系并没有什么本质的区别，不同的只是选用的基本圈、基本点或者量度的方法不同而已。最常用的天文坐标系有五种：地平坐标系、时角坐标系（第一赤道坐标系）、赤道坐标系（第二赤道坐标系）、黄道坐标系以及将在中册介绍的银道坐标系。

二、地平坐标系

在实用天文学中，包括航海、航空、大地测量、人造地球卫

星观测等部门中，广泛地使用着这种地平坐标系，它的特点是简便、形象、直观。

地平坐标系的基本圈是真地平，基本点(原点)一般取作南点 S（也有选用北点 N 的），这样，天顶 Z 便是基本圈的极。所有经过 Z 的大圆都与真地平相垂直，并称为地平经圈。

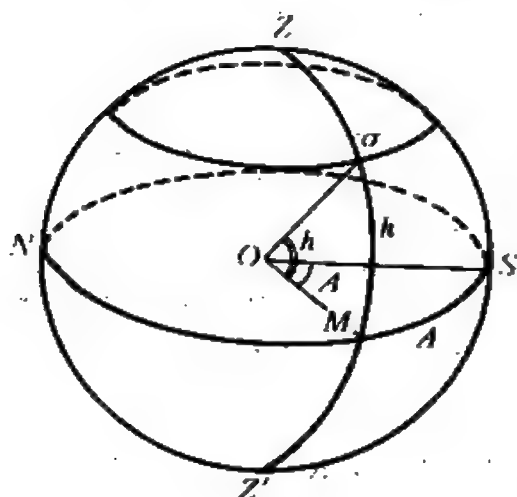


图 2.11 地平坐标系

对于任一天体 σ，则可由它的地平经度和地平纬度或者天顶距 z 唯一确定，通过 σ 作地平经圈 $Z\sigma Z'$ 交真地平于 M（图2.11），$\widehat{SM}$ 称为地平经度或方位角，记作 A。$\widehat{\sigma M}$ 称为地平纬度或地平高度，记作 h。

地平经度 A 一般规定从南点 S，按顺时针方向 0°—360° 量度，也有的由 S 分别向西、东 0°—$\pm180^\circ$ 计量，向西为正，向东为负。地平纬度 h 则从真地平向南、北二边分别量度，真地平向天顶 0°—90°，真地平到天底 0°—-90°。对于离天顶较近的天体，人们喜欢用天顶距 z 即 $\widehat{Z\sigma}$ 来代替地平纬度 h，显然有：

$$z = 90^\circ - h。\tag{2.7}$$

须注意的是 z 的量度方法是从天顶到天底 $0^\circ \sim 180^\circ$。

地平坐标系虽然简便、直观，但也有许多局限和不便，它有强烈的"地方性"。对于同一天体，它的坐标（A、h）不仅随观测者在不同地点而异，即使在同一观测点，同一天体的坐标仍然随着时间而不断变化。而且，这种变化不是简单的线性函数关系，这使它的用途受到相当的局限。

三、时角坐标系(第一赤道坐标系)

针对地平坐标的缺陷，人们引入了以天赤道为基本圈的时角坐标系，过去亦称第一赤道坐标系。

时角坐标系的基本圈是天赤道 QQ'，原点是天赤道与子午圈的交点之一——近南点的 Q'，显然基本圈的极正是北天极P。

通过天体 σ 和北天极 P 作大圆 $P\sigma P'$，交 QQ' 于 T，$P\sigma P'$ 称为时圈，也称赤经圈。它也是天体的第一坐标线。

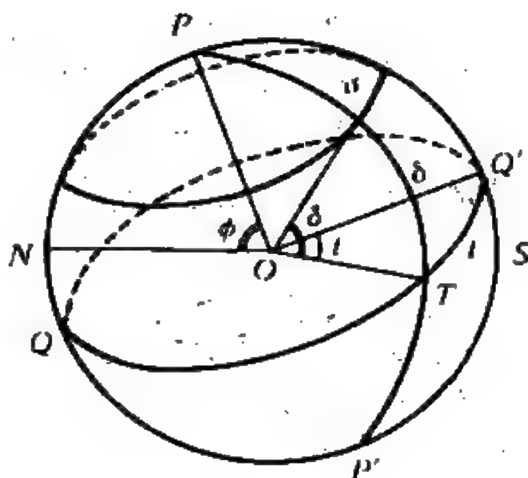


图 2.12 时角坐标系

$\widehat{Q'T}$ 即为天体 σ 的第一坐标，称为时角，记作 t。它一般从 Q' 顺时针方向 0^h—24^h，(或0°—360°)计量，但也有人从 Q' 分别向二边 0^h—$\pm12^h$ (或0°—±180°)计量，并规定向西为正，向东为负。

$\widehat{T\sigma}$ 为天体σ的第二坐标，称为赤纬，记作δ。它由天赤道分别向南、北计量(与地理纬度相类似)，规定天赤道向北0°—90°，天赤道向南0° —— 90°。

同样对于北天极附近的星，人们有时用极距 $\widehat{P\sigma}$ (记作 p)来代替赤纬δ 。

$$p = 90° - \delta \tag{2.8}$$

并且 p 从北天极开始0°—180°，到南天极 P'。

在时角坐标系中，任何天体的第二坐标即赤纬δ 不因观测的时间、地点而改变。对于同一地区(或同一经度)的观测者而言，一个天体的时角随时间而同步增大。与地平坐标系相比，这有明显的方便之处。但是，因为各地的子午圈各不相同，基本点 Q'也是随

地而异的，所以同一天体的第一坐标时角 t 仍随地点不同而不同。

从图2.12还可看出，任何地方的北天极的地平高度 h_P ，正好就是那儿的地理纬度 φ ，即

$$h_P = \varphi \tag{2.9}$$

这是一个十分有用的性质，给大地测量带来了方便。

四、赤道坐标系（第二赤道坐标系）

为了进一步解决时角坐标系中第一坐标随地点变化的问题，人们重新选取了原点，即把基本点选在春分点♈上。因为春分点本身也在作周日运动，它相对于天体而言，基本上是静止不动的。当然，在量度方法上也作了相应的改变。

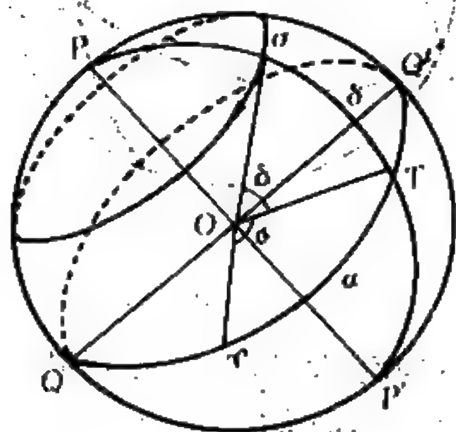


图 2.13 赤道坐标系

天体 σ 的第一坐标为 $\widehat{\Upsilon T}$ 称为赤经，记作 α。它由春分点开始沿逆时针方向（即与周日运动相反方向）0°—360°（或 0^h—24^h）度量。特别要指出的是，赤经没有负值（图2.13）。

天体 σ 的第二坐标即 $\widehat{\sigma T}$ ，与时角坐标一样仍叫赤纬，仍记为 δ。

如上所述，因为春分点本身也在作周日运动，所以在赤道坐标系中，任何天体的坐标（α、δ）都是固定的，不会因观测者在不同地点，或在不同时间内观测而变化①。如天鹰 α（牛郎星）$\alpha = 19^h46^m$，$\delta = +8°36'$，大犬 α（天狼星）$\alpha = 6^h41^m$，$\delta = -16°35'$ 等等。

① 严格讲来，春分点♈在天球上并不固定，它每年都有微小的变化（岁差），所以说它不变仅是指有限的时间间隔及一定的精度范围内而言的。

春分点♈的时角$t_{♈}$（$Q'♈$）也随时间而增加，显然应有

$$t_{♈} = t_{\sigma} + \alpha_{\sigma} = t + \alpha \qquad (2.10)$$

即春分点的时角等于任何天体的时角与其赤经之和。

五、黄道坐标系

由于太阳和众行星以及月球始终在黄道上或黄道附近运行，因此使用黄道坐标系来研究太阳系内天体的运动问题是十分自然的。事实上，西方最早使用的不是赤道坐标系而是黄道坐标系。而且今天，这种坐标系仍有广泛的应用。

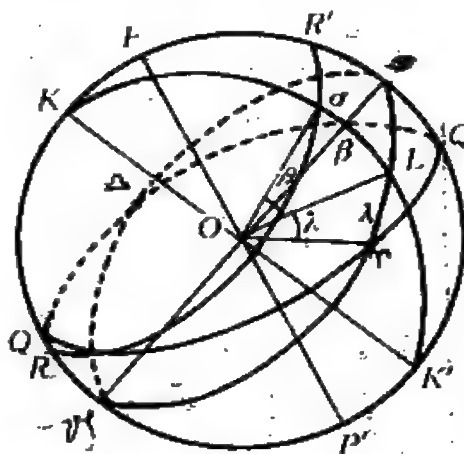


图 2.14　黄道坐标系

不言而喻，黄道坐标系中的基本圈是黄道。其原点仍然取春分点♈(图2.14)。

过天体 σ 和北黄极 K 作大圆$K\sigma K'$ 交黄道于L,$K\sigma K'$ 称为黄经圈，$\overset{\frown}{♈L}$ 即为天体的第一坐标黄经，记作λ，量度方法与赤经相类似。

有几个特殊点的黄经应当记住：$\lambda_P = 90°$；$\lambda_{P'} = 270°$，$\lambda_{♋} = 90°$，$\lambda_{♎} = 180°$，$\lambda_{♑} = 270°$，$\lambda_{♈} = 0°$。

过σ 作平行于黄道的小圆 $R\sigma R'$——黄纬圈，$\overset{\frown}{\sigma L}$ 称第二坐标黄纬，记作β。从黄道向北黄极0°—90°,从黄道向南黄极0°—−90°。

天体的黄道坐标(λ、β)与(α、δ)一样，均不随时间、地点而变。

对于这四种坐标系可以简单总结如表2.1。

表 2.1 四种天球坐标系

	地平坐标系 (A, h)	时间坐标系 (t, δ)（第一赤道坐标系）	赤道坐标系 (α, δ)（第二赤道坐标系）	黄道坐标系 (λ, β)
基　本　圈	真地平 (NS)	天赤道 (QQ')	天赤道 (QQ')	黄道（♈♎）
原点（基本点）	南点 (S)	天赤道与天子午圈近 S 的交点 Q'	春分点（♈）	春分点（♈）
第一坐标及计量方法	方位角 (A)。南点 (S) 起，顺时针 $0°—360°$	时角 (t)。自 Q' 起按顺时针 $0^h—24^h$（或 $0°—360°$）	赤经 (α)。自春分点（♈）起反时针计量 $0°—360°$（或 $0^h—24^h$）	黄经 (λ)。自春分点（♈）起反时针计量 $0°—360°$
第二坐标及计量方法	高度 (h)。自真地平分别向天顶及天底计量 $0°—\pm 90°$	赤纬 (δ)。自天赤道向北天极计量时 $0°—+90°$ 自天赤道向南天极计量时 $0°—-90°$		黄纬 (β)。自黄道向北黄极 $0°—+90°$，自黄道向南黄极 $0°—-90°$
坐标与时间关系	A、h 都变化	δ 不变、t 随时间而均匀增加	(α, δ) 不变	(λ, β) 不变
坐标与地点关系	A、h 都变化	δ 不变、t 随地点而变	(α, δ) 不变	(λ, β) 不变

六、天球坐标的变换公式

在实际天文工作中，经常需要根据具体情况使用不同的天球坐标系，而一般的天文年历或者星表中都只给出天体的 $(\alpha、\delta)$，因此常需要进行坐标变换。天文坐标系的变换通常都利用"天文三角形"及基本的球面三角公式（如余弦、正弦、五元素公式等）。

1．地平坐标与时角坐标的互换　即已知天体的 $(A、h)$ 求相应的 $(t、\delta)$ 或反过来从 $(t、\delta)$ 求天体的 $(A、h)$。根据图2.15a可得：

$$\left.\begin{aligned}&\sin\delta=\sin\varphi\ \sin h-\cos\varphi\ \cos h\cos A,\\&\cos\delta\ \sin t=\cos h\ \sin A,\\&\cos\delta\ \cos t=\sin h\ \cos\varphi+\cos h\ \sin\varphi\ \cos A.\end{aligned}\right\}\quad(2.11)$$

其中 φ 为观测地的地理纬度，所以要用三个公式是为了确定 t 的象限问题。

已知 t 要求赤道坐标系中的赤经则可用(2.10)式。

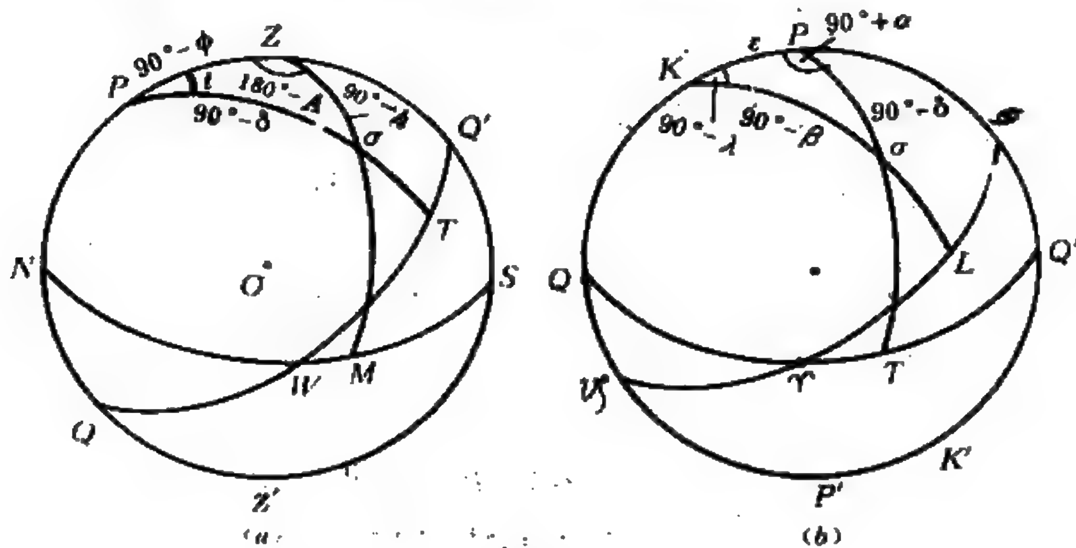


图 2.15　坐标变换中的天文三角形

(a) 地平坐标与时间坐标互换　(b) 赤道坐标与黄道坐标互换

反过来，已知 $(t、\delta)$ 求 $(A、h)$ 时，则可用 (2.12) 一组公式：

$$\left.\begin{aligned}&\sin h=\sin\varphi\ \sin\delta+\cos\varphi\ \cos\delta\ \cos t,\\&\cos h\ \sin A=\cos\delta\ \sin t,\\&\cos h\ \cos A=-\sin\delta\ \cos\varphi+\cos\delta\ \sin\varphi\ \cos t.\end{aligned}\right\}\quad(2.12)$$

2．赤道坐标与黄道坐标的互换　即已知天体的（α、δ）求相应的（λ、β），或反过来，已知（λ、β）求相应的（α、δ）。

从图2.15 b 中的天文三角形不难得到两组公式：

$$\left.\begin{aligned}&\sin\beta=\cos\varepsilon\ \sin\delta-\sin\varepsilon\ \cos\delta\ \sin\alpha,\\&\cos\beta\ \cos\lambda=\cos\delta\ \cos\alpha,\\&\cos\beta\ \sin\lambda=\sin\delta\ \sin\varepsilon+\cos\delta\ \cos\varepsilon\ \sin\alpha.\end{aligned}\right\}\quad(2.13)$$

其中 ε 为黄赤交角，现阶段可取 $\varepsilon=23°27'$。

$$\left.\begin{aligned}&\sin\delta=\cos\varepsilon\ \sin\beta+\sin\varepsilon\cos\beta\sin\lambda,\\&\cos\delta\ \cos\alpha=\cos\beta\cos\lambda,\\&\cos\delta\ \sin\alpha=-\sin\beta\sin\varepsilon+\cos\beta\cos\varepsilon\sin\lambda.\end{aligned}\right\}\quad(2.14)$$

例如，北天极 P 与南天极 P' 的黄道坐标可从(2.13)式得到：

$$P:\begin{cases}\lambda_P=90°,\\\beta_P=66°33'.\end{cases}\qquad P':\begin{cases}\lambda_{P'}=270°,\\\beta_{P'}=-66°33'.\end{cases}$$

而北黄极 K 与南黄极 K' 的赤道坐标可从(2.14)式得：

$$K:\begin{cases}\alpha_K=270°=18^h,\\\delta_K=66°33'.\end{cases}\qquad K':\begin{cases}\alpha_{K'}=90°=6^h,\\\delta_{K'}=-66°33'.\end{cases}$$

至于黄道坐标与地平坐标的互换则要联合运用（2.10）—(2.14)式。

§2.4　天体的周日视运动和星空的周年变化

一、天球的旋转

人们从直观上总觉得所有天体都有东升西落的运动，而且它

们很有规律，每天重复出现。太阳每天早晨从东方升起，傍晚在西方降落，天天如此，年年如此。星星和月亮也有类似的周日运动。因此，人们以为天球在绕着天轴不停地作自东向西的顺时针方向的旋转。直到哥白尼的日心说确立后，人们才知道原来这仅是一种视现象，是地球自转运动的反映。

天体的周日视运动是十分明显的。在晴朗无月之夜，只要支起一架照相机对准北天极进行长时间(如一、二小时)的曝光，就可以得到天体视运动的轨迹——一个个同心圆的圆弧（图2.16)。所以人们把天体周日视运动的轨迹称之为周日平行圈。

北天极只是天球上的基本点，并没有什么明显的标志，不过在现阶段它与小熊α（中国星名有二：勾陈一或北辰)相距还不到



图 2.16 天体的周日视运动图

1°。因此肉眼看来它似乎不参加周日运动，好象它就是所有天体周日平行圈的圆心。正因为这样，人们称小熊α为北极星。目前一般都以它作为北天极的标志。

显然，所有天体(除了$\delta=0°$的天体外)的周日平行圈都是平行于天赤道的小圆，即赤纬圈。天体离北极星越近(赤纬较大)，则所画出的周日平行圈越小，北极星所画的圈肉眼几乎无法辨认。反之，天体越接近赤道(赤纬越小)，它们所画出的周日平行圈越大。所以，天赤道即是最大的周日平行圈。

二、不同纬度处天体的周日视运动

1．极地($\varphi=\pm90°$)　以北极为例，在北极地区的观测者看来，北天极即为天顶Z，天赤道与真地平亦相重合。这时，所有天体的周日平行圈都毫无例外地与真地平相平行(图2.17a)，它们的地平高度正好与其赤纬相等。所以，任何天体的地平高度h始终不变。这样便不难理解，在北极的观测者看来，所有$\delta>0°$的天体都永不下落，而所有$\delta<0°$的南半天球的天体则永不上升。对于太阳而言，在从春分(3月21日)到秋分(9月23日)的半年时间内，太阳始终不下落，而在另外的半年中，北极地区则是漫长的不明长夜。南极地区的情况类同，但时间上相差半年。

2．赤道　($\varphi=0°$)，从图2.17b可看出在赤道上的观测者看来，北天极P已在真地平上，且与北点重合，南天极与南点S重合。而天顶Z却在天赤道上，或者反过来说，天赤道相当于经过东西点的卯酉圈。所以，所有天体的周日平行圈都垂直于地平，它们12小时在地平之上，12小时在地平之下。对于$\delta>0°$的天体从东北方向升起，西北方落下，相反$\delta<0°$的天体则升起于东南，下落于西南。

3．一般地区　($\varphi\neq0°$、$\pm90°$)以北半球地理纬度φ处为例：北天极的地平高度$h_p=\varphi$，而天体的周日平行圈与真地平的倾角

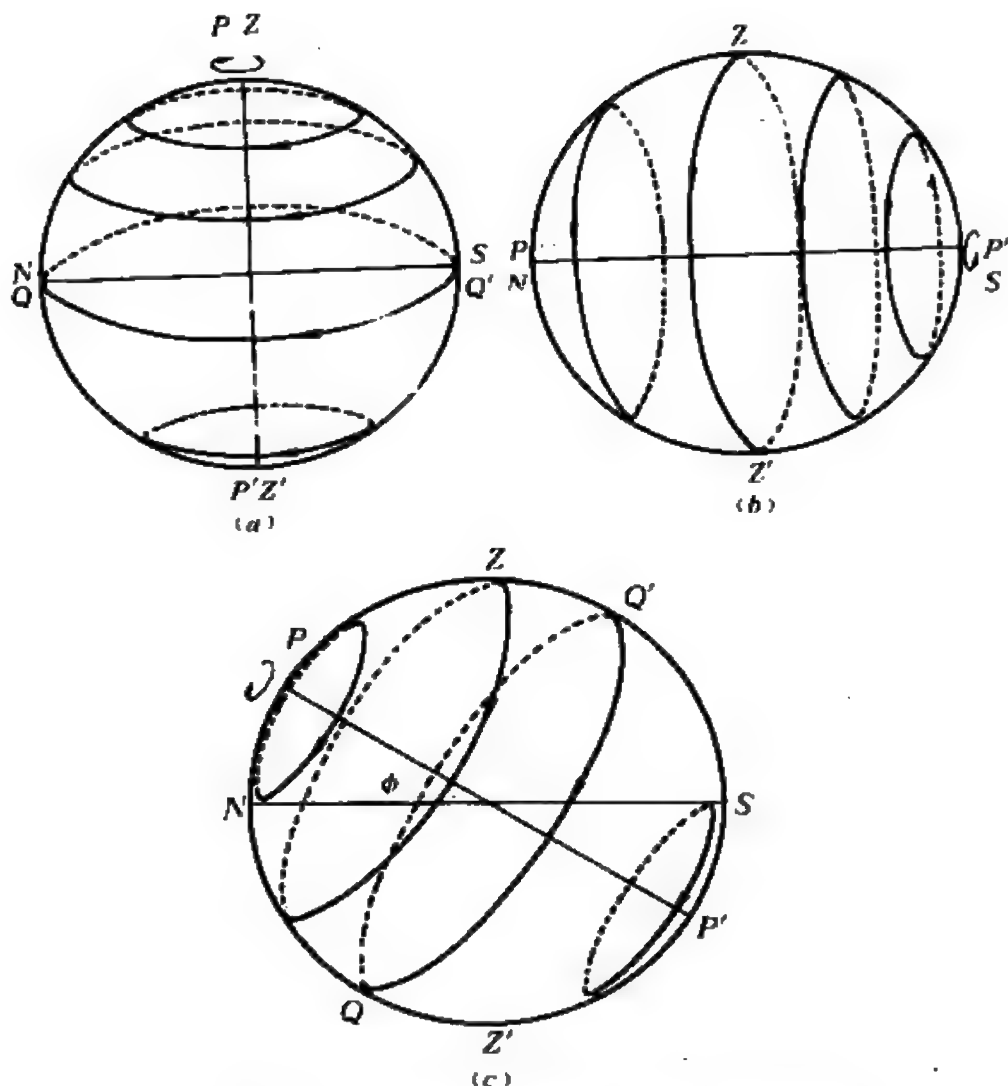


图 2.17　不同纬度处所见的天体周日视运动情况

(a)极地；(b)赤道　(c)一般地区($\varphi \neq 0°$、$\pm 90°$)

为$90° - \varphi$。这时，除了天赤道上的天体($\delta = 0°$)周日平行圈是大圆、因而12小时在地平之上，12小时在地平之下外，其余的天体都沿着小圆运动。当$\delta > 0°$时，大半个小圆在地平之上，故可观测的时间长于12小时，反之$\delta < 0°$的天体在地平上的时间短于12小时。

显然对于纬度为φ的地方，只要天体的$\delta > 90° - \varphi$，它就永不下落，$\delta < \varphi - 90°$的天体则永不上升。如南京地区$\varphi = 32°04'$，

则$\delta > 57°56'$的恒星永远在地平线上，而$\delta < -57°56'$的恒星则没有观测的可能。

三、天体的出没和中天

1．天体的出没　利用已学得的知识，可以来讨论天体出没的时间和出没的方位问题。因为天体出没时必有$h=0°$，或者$z=90°$．以下落为例，天文三角形$PZ\sigma$（图2.18）中的几个量为：

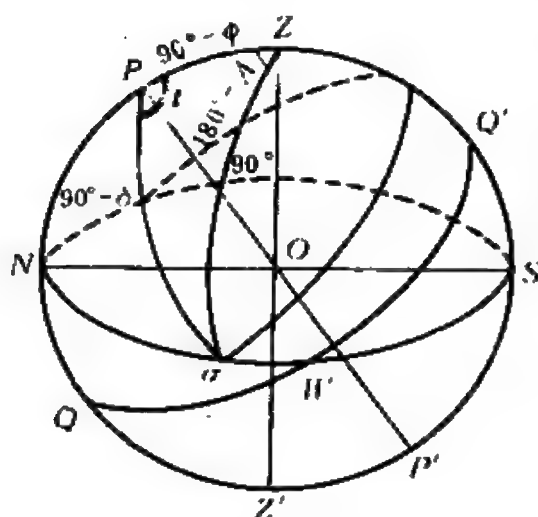


图 2.18 天体的出没

$$\widehat{Z\sigma}=z=90°,$$
$$\widehat{P\sigma}=90°-\delta,$$
$$\widehat{PZ}=90°-\varphi,$$
$$\angle PZ\sigma=180°-A,$$
$$\angle ZP\sigma=t,$$

天体的α、δ是可以从《天文年历》、有关的星表或书籍中查得。这样，在已知φ后利用(2.2)式便不难求得天体下落的时间t_W[1]和方位角A_W。

$$\left.\begin{aligned}\cos z=&\cos(90°-\varphi)\cos(90°-\delta)\\&+\sin(90°-\varphi)\sin(90°-\delta)\cos t,\\\cos(90°-\delta)=&\cos(90°-\varphi)\cos z\\&+\sin(90°-\varphi)\sin z\cos(180°-A).\end{aligned}\right\}\quad(2.15)$$

用$z=90°$代入(2.15)式，稍加整理则得：

$$\left.\begin{aligned}&\cos t_W=-\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}\delta,\\&\cos A_W=-\sin\delta/\cos\varphi.\end{aligned}\right\}\quad(2.16)$$

1　这儿与(2.15)式中的t实际上是天体的时角，它并不就是日常生活中用的时间。然而，在学习了§2.5后就可由t得到真正的时间了。

至于天体上升的时间t_E和方位角A_E，可由(2.17)式求得：

$$\left.\begin{aligned} t_E &= -t_W, \\ A_E &= 360^\circ - A_W. \end{aligned}\right\} \quad (2.17)$$

2．天体的中天　天体通过子午圈叫"中天"。显然，所有天体的周日平行圈与子午圈都有两个交点σ_1、σ_1'。对于在P以南的一个交点σ_1称为上中天，这是天体所能达到的最高位置。σ_1'则称为下中天，即是天体的最低位置，有些天体下中天时在地平之下，这时人们就无法观测。

中天是天文学中的重要概念，天体上中天时，方位角与时角均为0°(图2.19)。即对于σ_1、σ_2、σ_3、σ_4，$A_上 = t_上 = 0°$，从图2.19还不难看出：

$$h_上 = \widehat{S\sigma} = \widehat{SQ'} + \widehat{Q'\sigma} = 90^\circ - \varphi + \delta. \quad (2.18)$$

对于下中天σ_1'、σ_2'、σ_3'、σ_4'有：

$$\left.\begin{aligned} A_下 &= t_下 = 180^\circ, \\ h_下 &= \widehat{N\sigma'} = \widehat{Q\sigma'} - \widehat{NQ} \\ &= \delta - (90^\circ - \varphi) = \delta + \varphi - 90^\circ \end{aligned}\right\} \quad (2.19)$$

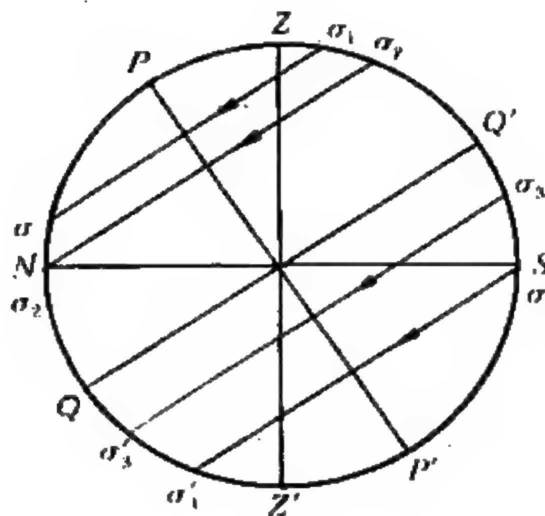


图 2.19　天体的中天

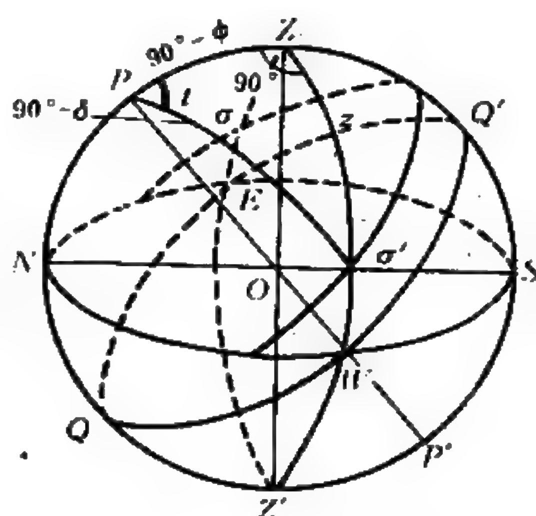


图 2.20　天体过卯酉圈

3. 天体经过卯酉圈　卯酉圈是通过天顶东点（E）、西点（W）的大圆，对于已知（α、δ）的天体σ，在地理纬度φ确定的地点，则也有一个天文三角形$PZ\sigma'$（图2.20），并有$\widehat{PZ}=90°-\varphi$，$\widehat{Z\sigma'}=z$，$\widehat{P\sigma'}=90°-\delta$，$\angle PZ\sigma'=90°$，$\angle ZP\sigma'=t$

所以这是一个直角球面三角形。利用直角球面三角形的公式（见附录公式（Ⅱ．20）），可得经过卯酉圈西部的时间t_1和地平高度h_1

$$\left.\begin{aligned}\cos t_1 &= \mathrm{tg}\delta/\mathrm{tg}\varphi,\\ \sin h_1 &= \sin\delta/\sin\varphi\end{aligned}\right\} \qquad (2.20)$$

同样，天体经过卯酉圈东部的时间t_2，及地平高度h_2则可以从(2.21)式求出

$$\left.\begin{aligned}t_2 &= -t_1,\\ h_2 &= h_1.\end{aligned}\right\} \qquad (2.21)$$

四、星空的周年变化

与地球的自转运动造成了天球旋转和天体的周日视运动同样的道理，地球绕太阳的公转运动也使地球上的人们在不同日子里看到的星空景象各不相同。反映在天球上，那就是太阳不同于一般恒星，它除了有顺时针方向(自东向西)的周日运动外，还同时在沿黄道作逆时针方向(自西向东)的运动，这种恒星所没有的运动是一种周年运动。

如图2.21a，地球在黄道面上沿着椭圆轨道E_1、E_2、E_3、E_4绕太阳公转，在E_1时，太阳投影到天球上是S_1，这样，S_1方向上的所有星星将与太阳一起升落，即是只有白天时间才在地球上空，因此人们将看不见它们。同样，在E_3时，太阳在天球上的投影是S_3，这时S_3方向上的星座将无法观测，因此一年四季中，人们看到的星空的景象是完全不同的。例如夏夜纳凉时，银河迢

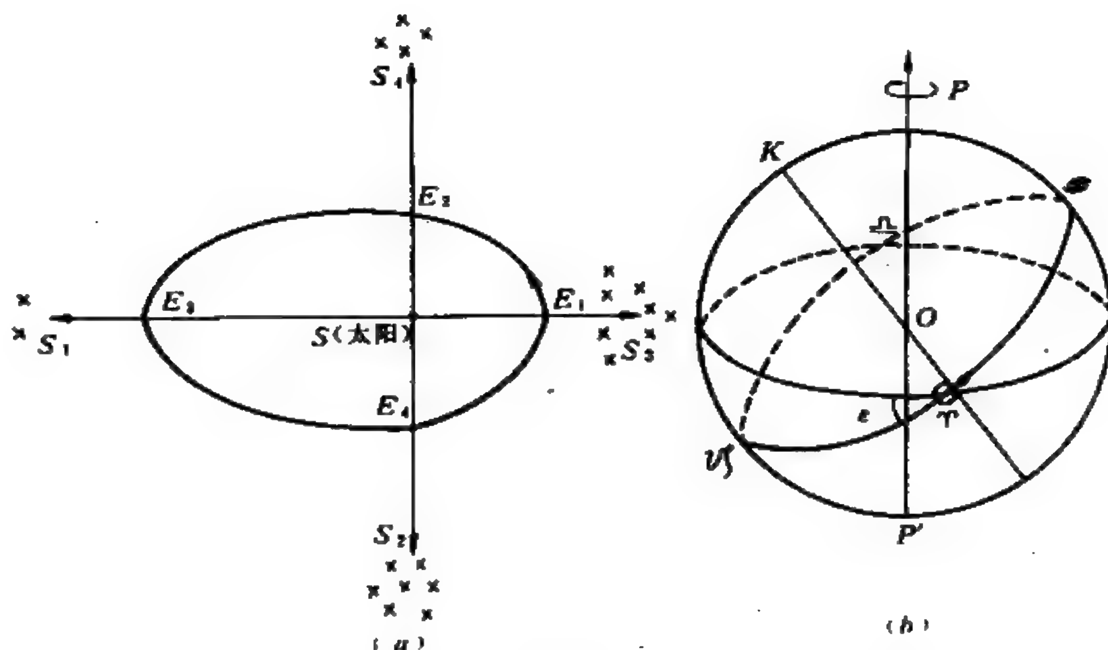


图 2.21 地球的公转运动造成了星空的周年变化

(a)地球绕太阳的公转运动(b) 太阳在天球上的周年和周日视运动

迢，南天中则有一只巨大的蝎子，中间一颗红星(天蝎α，中名叫心宿二)熠熠生辉；冬天星空最令人注目的则是雄伟的猎户星座和最明亮的恒星——大犬α (天狼星)；在春天的夜空中，称霸的则是一匹威风凛凛的雄狮……，当然，严格讲来，星空的景象是每月甚至每天(同一时刻观测)都是有所区别的。

表2.2 太阳在二分点和二至点的赤道坐标

	赤经($\alpha_\odot$)	赤纬($\delta_\odot$)
♈ 春分(3月21日)	0^h	$0°$
♋ 夏至(6月22日)	6^h	$23°27'(=\varepsilon)$
♎ 秋分(9月23日)	12^h	$0°$
♑ 冬至(12月22日)	18^h	$-23°27'(=-\varepsilon)$

在天球上看来（图2.21b），太阳每年沿着黄道从♈、♋、♎、♑再回到春分点♈（回归年正是这样定义的），所以太阳的周年运动方向与周日运动方向正相反。由此可以推知，太阳连续二次中天的时间应比天球自转周期略长一些。

记住二分点和二至点的太阳赤道坐标值是非常有用的（表2.2）。

§2.5 时间及其计量

一、时间的本质

时间的重要性是不言而喻的。古往今来，政治家、思想家、哲学家、科学家关于时间的名言警句比比皆是，有些至今还可作为我们的座右铭。马克思也说过："一切节省，归根到底都归结为时间的节省。"

然而时间的本质是什么？或者说，什么是时间？这是一个曾经困惑人们多少年的重大问题。对这样一个深刻问题的回答，不仅要求人们作出科学的解释，还需要从哲学上加以阐明。不少人认为探讨时间的本质本身是一个重大的哲学问题。事实上，这也的确历来是唯心主义与唯物主义两大哲学阵垒长期争论的重大课题之一。难怪一些研究过时间的人会发出这样的哀叹："时间是什么，不问谁都明白，一问谁也说不清楚。"这表明人们需要对时间作深入的研究。

远在古希腊时代，柏拉图便认为空间是一个早已存在着的框架，宇宙便装在其中，而时间则是从宇宙中产生的。他强调说时间是"运动着的永恒的形象"。随着十七世纪科学革命的发展，时间观念的重要性与日俱增，使得哲学家们不得不努力探讨其本质问题。当时的代表人物是德国唯心主义哲学家、二元论的鼻祖康

德。康德的结论是：时间不是外部客观事物的特征，而只是人们主观对客观存在的一种感受，是人类本能的一种表现形式。

作为科学家对时间的论述，最有权威及影响的是牛顿提出的著名的绝对时间和绝对空间。他在1687年出版的传世名著《自然哲学的数学原理》中，曾对时间有过一个著名的定义："绝对的、真实的数学时间，就其自身及其本质而言，是永远均匀地流动的，它不依赖于任何外界事物。"他把空间想象为一个大的三维容器（箱子），而把时间比作一条一维的几何直线，各个瞬间的时间就可与几何直线上的点互相对应起来。牛顿也承认，可以根据它来精确测定时间的那种理想的均匀流动在现实世界上或许并不存在。但他强调，从原则上讲这种理想的时间尺度是应当有的，至少理论上是可以存在的。

牛顿的这种时空观正好与人们的常识互相吻合。加上他那巨大的声望，使得他的观点有着极其深远而广泛的影响。在爱因斯坦以前，人们普遍认为绝对时间以均匀的速度流去，与任何事物无关。即使宇宙空间内一无所有，时间还是在均匀地流着。因而认为一个独一无二、普遍适用并不依赖于其他任何事物的时间体系是的确存在的。

二十世纪，爱因斯坦提出了相对论，对牛顿的这种绝对时空观点提出了科学的挑战。他指出：时间并不能孤立存在，而与空间有关。两个事件之间的时间间隔也不是固定不变的，其长短与观察者处于什么运动状态有密切的关系，甚至在一定的环境条件下，连两个事件的时间顺序也与观察者有关。

辩证唯物主义的时间观认为：时间是建立在物质的运动和变化的基础上的，时间和空间都是物质存在的基本形式，物质的运动与变化永远是在时间和空间中进行的。因此，如果脱离了物质，脱离了物质的运动和变化，时间和空间都将是毫无意义的。

二、计时仪器

与测量长度需要尺，称衡重量需要秤一样，计量时间也要有其标准的"原器"——有规律的、均匀的、周而复始的物质运动。人们不可能造出时间的"标准原器"这是与长度和重量的原器根本不同之处。

还在原始蒙昧时期，即使还没有发明文字，人们总能感到寒来暑往的四季循环，光明黑暗的昼夜交替，实质上这正是地球的公转运动和自转运动的反映。古人不自觉地运用了"年"、"日"作为时间单位，都在一定程度上体现了时间的本质所在。

通过对太阳的周年运动或者星空的变化，可以知道年的更替。而从东升西落的天体的周日运动或者日影的长度、方位变化也不难测定一日中的时间。人类最早的天文仪器——圭表和日晷就是最原始的钟表。当然在那时，日晷或者漏壶（用滴水测定时间的一种古代计时仪）只能使人得知大致的时间概念。远古的原始人"日出而作、日没而息"，知道大致的时间就满足生产和生活的需要了。

机械钟的发明不仅使人们能够获得比较准确的时间，而且也使人类对于时间的均匀性、连续性有了新的认识，从而推动了人们对时间本质的研究。机械钟使得时间可以从人类的活动中分离出来，并且帮助人们建立独立的科学世界的信念。值得指出的是世界上第一台可以称得上的机械钟是中国制造的。这就是宋代天文学家苏颂、韩公廉经过六年时间的努力，于1092年制成的"水运仪象台"①（图2.22）。

十七世纪中叶，荷兰物理学家、天文学家惠更斯（C. Huygens）把伽利略发现的悬摆等时性原理用到机械钟上，使得计时进入精

① 这是一架独具匠心的天文仪器．它的最上面部分是用以天文观测的浑仪．中间是表现天象的浑象（类似 天球仪）．下层则是设计巧妙的报时装置和动力系统．整个系统以水流为动力．已经使用了擒纵器．故水可循环使用。

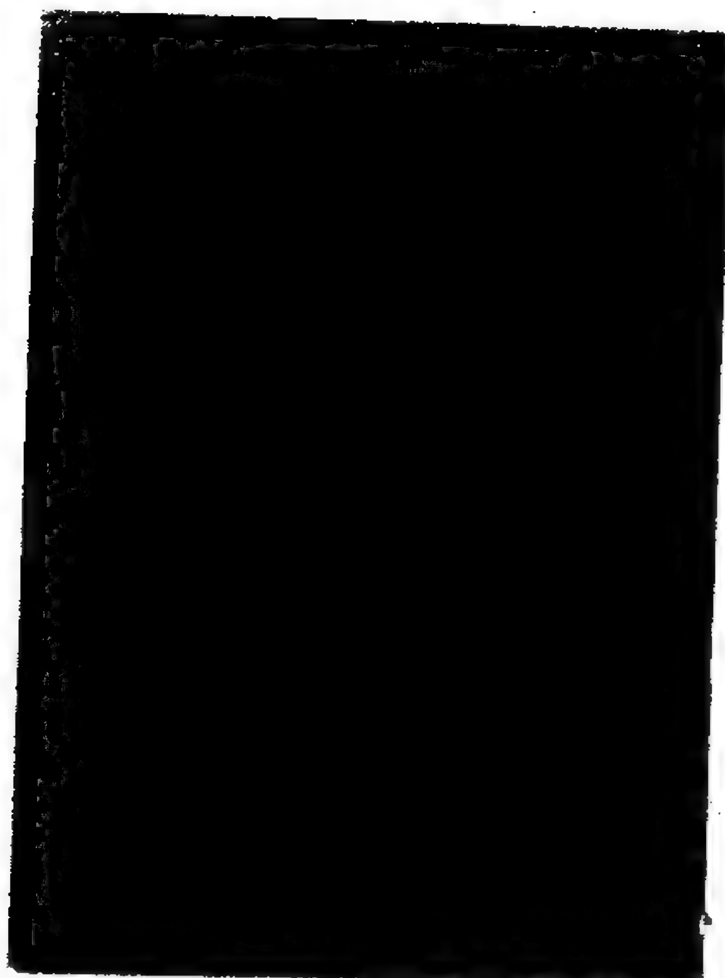


图 2.22 世界上第一台机械钟——水运仪象台

确化的时代。经过人们二、三百年的不断改进，天文台曾经使用过的最好的天文摆钟——雪特摆钟——达到每天误差仅千分之几秒的精确度。

1929年发明的石英钟使人们发现，原来人们用作时间标准的均匀运动——地球自转，并非真是均匀的。除了它因潮汐摩擦作用在长期变慢(目前变慢的速度是每昼夜在一世纪中增长0.0016秒)外，还有些非常微小的、多种原因引起的复杂的周期性变化和不规则变化。

科学技术的飞速发展使人们对时间精度提出更加精确的要

求。原子钟于1949年应运而生。它是根据原子能级之间的跃迁所发射或吸收的电磁波的频率来决定的，与宏观的地球运动没有直接的关系。由于原子的能级是十分稳定的，基本上不受任何外界物理条件的影响，所以其发射或吸收的电磁波的频率也是稳定不变的。基于这种原理所造出的原子钟精确度便达到了无与伦比的程度。现代世界上最好的大型铯原子钟的走时已达到五百万年只差一秒的精确度。除了有极高的准确度、稳定度等优点外，原子钟还有极好的复制性，即一台原子钟从这次开机到另一次开机或者两台原子钟所指示的时间，可以完全相同。

三、几种时间计量系统

在有了计时仪器之后还有两个必须解决的问题：一是时间的起算点，只有明确了起算点，才能说明某一事件究竟发生在什么时刻。第二是如何计算时间的间隔？即要求有一种标准单位，以唯一确定两事件之间的时间间隔究竟是多少。各种不同的时间计量系统，实质上就是在这两点上互有区别而已。

1．恒星时（ST）　以春分点作为基本参考点，由它的周日视运动所确定的时间即为恒星时。因此恒星日的定义是春分点♈连续两次上中天的时间间隔。

不言而喻，春分点的周日视运动是地球自转的反映，在过去很长的时期内，人们都以为地球自转是十分均匀而稳定的运动，是理想的时间标准。1恒星日划分为24恒星小时，1恒星小时＝60恒星分，1恒星分又分成60恒星秒。

恒星时的起点是春分点♈的上中天时刻，因此恒星时在数值上等于春分点的时角，即有：

$$S=t_{\Upsilon} \qquad (2.22)$$

然而，春分点仅是天球上的一个假想点，无法直接观测。因此，恒星时总是通过观测恒星测得的，因为从图2.23不难得到：

$$S=t_*+\alpha_*=t+\alpha \qquad (2.23)$$

当恒星上中天时，(2.23)式变为：

$$S=\alpha_{中} \qquad (2.24)$$

由此可知，一个地方的恒星时正好等于上中天恒星的赤经。(2.24)式是有广泛用途的公式。

当然严格讲来，由于岁差及章动(§13.4)的影响，春分点♈在天球上的位置也是在逐年变化的，因此恒星的赤道坐标(α、δ)亦每年均有微小变化。所以恒星时实质上还有个"历元"——即要标明是什么时候的春分点问题。

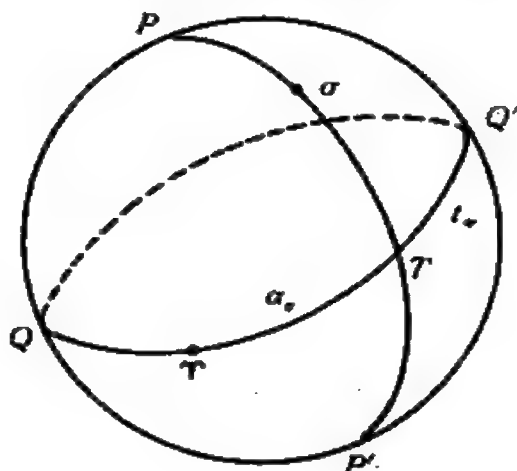


图 2.23　通过观测恒星来确定恒星时

2. 真太阳时　太阳视圆面中心连续二次上中天的时间间隔称为真太阳日。同样有1真太阳日＝24真太阳小时，1真太阳小时＝60真太阳分，1真太阳分＝60真太阳秒等关系。显然真太阳时把基本参考点定为真太阳的视圆面中心，真太阳时就是其时角$t_{\odot}$，但为了照顾生活习惯，实际上把真太阳时定为：$m_{\odot}=t_{\odot}\pm 12^h$。亦可理解为起点定在真太阳的下中天时刻。

真太阳的视运动是地球自转及公转运动的共同反映，由于地球的公转轨道是椭圆，它的公转速度不是匀速的，而且公转轨道面(黄道面)与天赤道并不重合。这两个原因使得真太阳日的长度天天都不相同，最长的真太阳日(12月23日前后)与最短的真太阳日(9月13日左右)相差可达51秒之多，显然这种时间标准是不能适应科学发展需要的。

从天球上看太阳的周日与周年运动方向相反，因此不难理解，真太阳时的长度比恒星时要长。

3．平太阳和平太阳时(mT)　为了利用太阳的视运动建立合理的时间系统，十九世纪末美国天文学家纽康(S. Newcomb)引入了一个假想的参考点——平太阳。

首先在黄道上找一个匀速运动的第一辅助点，其视运动的速度等于太阳视运动速度的平均值，并且与真太阳同时经过近地点(1月3日左右)和远地点(7月4日前后)。然而再引入第二辅助点：它在赤道上作等速运动，不仅与在黄道上的第一辅助点速度相同，而且两者同时通过春分点(3月21日)和秋分点(9月23日)。这个在天赤道上作匀速运动的第二个辅助点就是平太阳。

称平太阳上中天的时刻为平正午，下中天的时刻为平子夜。因此平太阳日的定义是：连续两次平子夜的时间间隔。也可以理解为平太阳连续两次下中天的时间间隔。同样，平太阳日也可划分为平太阳小时(平时)、平太阳分、平太阳秒等等。

由于平太阳时是从下中天的时刻起算的，因此平太阳时 m 可由下式决定：

$$m = t_m \pm 12^h \quad \begin{pmatrix} t_m < 12^h \text{ 用加} \\ t_m > 12^h \text{ 用减} \end{pmatrix} \qquad (2.25)$$

平太阳时与人们日常生活中的时间概念是一致的，通常钟表所指示的时刻正是平太阳时。以后本书中的时间若不加特别说明都是平太阳时系统。

如前所述，平太阳是一个人为引入无法观测的假想辅助点，所以它只能通过真太阳时来推算。为了推算平太阳时，引入二者的时差η——真太阳时与平太阳时的差值(当然也即是它们的时角差)。

$$\eta = t_{\odot} - t_m = m_{\odot} - m \qquad (2.26)$$

式中右下标⊙为真太阳时系统。经过前人的长期观测和研究，每日的 η 值都已算出(可从《天文年历》中查得)，其变化的曲线如图2.24。图中曲线1是因为地球轨道是椭圆，公转速度不均匀而

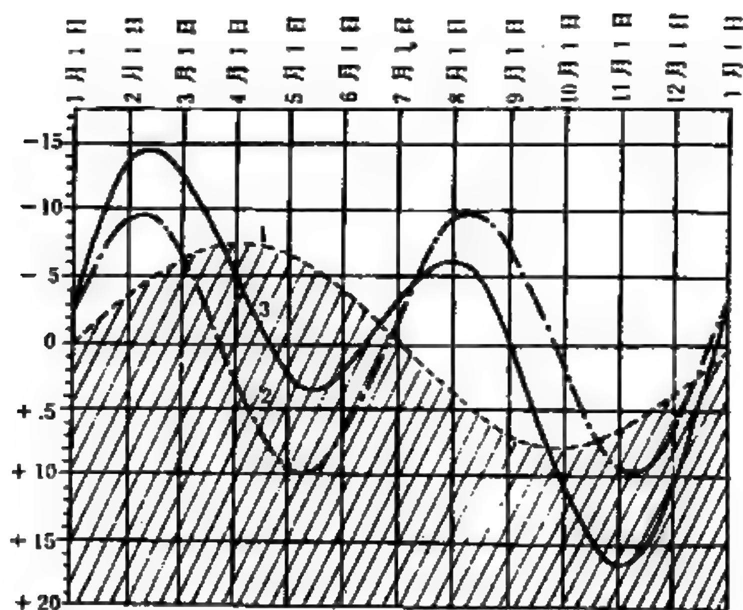


图 2.24 时差曲线

引起的时差。曲线 2 是因黄道面与赤道面之间有23°27′的交角引起的。其两者迭加的结果就是曲线 3 。

从图可看出，一年中的时差 η 值有四次为0，四次达到极值(表2.3)。

表 2.3 η 的零点与极值

日期	4月16日	6月15日	9月1日	12月24日	2月12日	5月15日	7月26日	11月3日
η	0	0	0	0	-14^m24^s	$+3^m48^s$	-6^m18^s	$+16^m24^s$

4. 地方时、区时和世界时(UT) 如前所述，天体的时角都是有其“地方性”的，在地球上不同经度处有不同的子午圈，所以春分点、真太阳、平太阳的上中天时刻也随观测地点不同而异，因此对于各个不同地方，都有自己的恒星时、真太阳时、平太阳时——地方时系统。根据平太阳测定的结果就称为地方平时，根据春分点的结果则是地方恒星时。

众所周知，地理经度每增加1°，则相应的地方平时增加4分钟。倘以经度以0^h—±12^h 计，则经度的差值正好与时间的差值相同。例如，北京和南京的地理经度分别为$7^h45^m26^s$及$7^h55^m04^s$，两地的经度差为9^m38^s，所以当南京的地方平时为12点（平太阳上中天）时，北京的地方平时是$11^h50^m22^s$，或者说，北京的平正午比南京迟9^m38^s。

因此，A、B两地平时的差别（Δm）等于其经度差（$\Delta\lambda$①）：

$$m_A - m_B = \lambda_A - \lambda_B = \Delta\lambda \qquad (2.27)$$

显然，对于两地的恒星时而言，同样也有

$$S_A - S_B = \lambda_A - \lambda_B = \Delta\lambda \qquad (2.28)$$

为了避免各地都采用地方时带来的不便和混乱，1879年加拿大一个铁路工程师弗莱明（S. Fleming）提出了区时系统，即以格林尼治（经度为0°）为准，每隔15°的经线把地球分为24个时区，相邻时区的分界线是距中央子午线东西各7°30′的经线。当然有些实际时区线因考虑到政治、地理等因素，与经线稍有偏离（图2.25）。

由于历史及地理原因，东经0°（此经线穿过格林尼治天文台旧址）即零时区的区时，称之为世界时（UT），记作M。

我国地域辽阔，从东经74°到135°跨61°之多，为有利于国家建设、促进民族交往，新中国成立后，除新疆、西藏及台湾等少数地区以外，目前全国各地均使用东8时区的区时——“北京时间”。实际上它是东经120°（8^h）的地方平时。

我国地处北半球，根据实际的地理位置和能源供需情况，从1986年开始，在全国范围内统一实行夏时制，即每年从四月上旬到九月中旬把时针向前拨快1小时。1986年则是从5月4日（星期日）起，把凌晨2时变为3时，到9月14日（星期日）凌晨2时复原，拨回到1时。在夏时制期间的时间称为北京夏令时。

---

① 习惯上规定，东经的经度取为负值，西经称之为正值。



图 2.25　24时区图

根据世界上很多国家实行夏时制的经验证明，这可以收到很好的经济效益和社会效益。

四、新的世界时计量系统

在1960年以前，世界时曾作为基本的时间系统而广泛地应用于生活和科学各领域。随着天文观测精度的提高，理论研究的逐步深入，人们发现地球自转的速度并非均匀不变，除了由于潮汐摩擦造成平太阳日的长度平均每百年增长0.0016秒外，另外还有季节变化及一些无法预测的地球内部物质运动或其他原因引起的非均匀变化，这种复杂的变化极大地动摇了以平太阳时为基础的世界时。因此人们又开始寻找新的时间系统。

1．历书时(ET)　地球自转的速度有不均匀的变化，但其公转却是已经为人们精确研究过的周期运动。1952年国际天文学联合会在罗马召开了第八届大会。大会决定，自1960年起天文年历及一切星历表的时间都采用新的时间系统——历书时(ET)。

历书时纯粹是从力学定律确定的均匀时间，与地球自转无关，

故又称为牛顿时。现代天体力学已十分精确地掌握了二体问题，所以历书时的基础就以地球公转为基础——用地球公转速度的平均值来定义。

历书时的起算点是这样规定的：公元1900年初太阳的几何平黄经为279°41′48.04″的瞬间为历书时的1900年1月0日12时正。它的单位秒长是1900年1月0日12时正回归年长度的倒数，即

$$历书时秒长=\frac{1}{365.24219878\times 24\times 60\times 60}$$

$$=\frac{1}{31556925.9747}(回归年).$$

有了历书秒就可定义历书日为86400历书秒。即

$$历书日=\frac{86400}{31556925.9747}(回归年).$$

在实际使用中，历书时也是通过世界时来推求的：

$$ET=UT+\Delta T \tag{2.29}$$

只要求得ΔT，ET便不难求得了。从理论上可知，ΔT中包括有不规则因素，所以只能由实际的观测来确定。但在长期实践中，人们也得到了一个半经验性的理论公式(2.30)：

$$\Delta T=24.349^{s}+72.318^{s}T+29.950^{s}T^{2}+1.82144B. \tag{2.30}$$

式中右端的T是自1900年1月0日格林尼治平午起计算的儒略世纪数(一儒略世纪为36525日)，B即为月球的黄经变动，是一个无法预测的不规则项。

太阳是个光耀夺目、边缘不规则的圆面，中心很难确定，而且运动速度也比月球慢得多，故实际上历书时的观测都是从月亮运动来决定的，近几年的ΔT值可见表2.4。

目前历书时的精度较低，大约只能达到0.1ˢ左右，但它最大的优点是这是一个均匀的时间系统，而且使得观测到的天体的实际位置与由天文年历计算出的理论位置完全一致，使各种特异天象

表 2.4 近几年的ΔT值

年 份	1971	1972	1973	1975	1978	1981
ΔT	+41.0ˢ	+42.0ˢ	+43.0ˢ	+46.0ˢ	+49.0ˢ	+52.0ˢ

的预报更趋精确化。

2. 原子时(AT) 历书时虽然解决了时间均匀性的问题，但它仍存在观测复杂、精度不高的缺陷。为了改进这些问题，科学家们的目光从无限的宇宙空间终于转向了精细的微观世界。因为人们发现原子内部运动的稳定性远比地球运动高得多，原子内部的电子在能级之间的跃迁所吸收或发射的电磁波，其频率是极其稳定的，而且不受外界物理条件(如温度、压力、重力)的影响，而时间计量正需要这种稳定均匀的物质运动或变化。

1949年美国首先造出了第一台氨分子钟，为用作时间新标准作了可贵的尝试。1955年英国制成了第一台铯原子钟。以后原子钟的精确度、稳定度不断提高，终于在1967年召开的第十三届国际计量大会上正式规定了新的秒的定义，并以原子秒作为国际单位制的时间单位。由此得出的一套时间计量系统称为原子时(AT)。

原子时的秒长是这样定义的：铯-133原子基态的两个超精细能级之间跃迁所对应的辐射9,192,631,770个周期的持续时间。

原子时的起点是世界时1958年1月1日0时。即规定在这一瞬间原子时与世界时重合。但是事后人们发现当初取的这一瞬间二者并非真正完全重合，而是相差了0.0039秒，这一微小的差别已作为历史事实一直被保留了下来。

3. 协调世界时(UTC) 原子时的标准是原子间的能级跃迁，而人们日常用的世界时的依据是地球自转，显然两个风马牛不相及的物质运动是不会完全同步的。事实上，由于地球自转的不均匀性的影响，目前世界时的秒长已比原子时的秒长约长3×10^{-8}，

这样一年下来的累积误差甚至可达到1秒左右。而且这种累积误差将越来越大。为了解决这个矛盾，使得同一标准振荡器能同时满足天文学与物理界两方面的严格要求，国际无线电咨询委员会、国际天文学联合会分别于1960、1961年召开了专门会议，提出了协调的具体方案——协调世界时(UTC)，这是一种介于原子时与世界时之间的又一种新时间系统。并得到了一致的公认。

在早期1960—1971年间，UTC以原子时为基础，通过频率补偿及跳秒来保持与世界时的差别小于±0.1秒，但这样的秒长是逐年不同的。因此自1972年1月1日起采用：协调世界时的秒长严格等于原子时的秒长(即铯原子跃迁辐射9,192,631,770个周期的时间)，但在必要时作一整秒的调整——"闰秒"以保持两者之差小于±0.9秒。

跳秒由国际时间局根据观测决定，但只能在以下两个时刻调整，即年底12月31日和年中6月30日的最后一秒。如果增加一秒则叫"正闰秒"，扣去一秒就是"负闰秒"。如1978年12月31日、1982年12月31日及1982年6月30日都曾在午夜的最后一秒钟加进过1"闰秒"，使1979年、1983年的元旦迟了一秒来到。而负闰秒则至今还未出现过。

§2.6 不同时间计量系统的换算

一、平时系统中的地方时、区时，世界时的互换

在§2.4中已知A、B两地的地方平时差m_A-m_B在数值上是与其经度差$\lambda_A-\lambda_B$相等的；亦即有(2.27)式成立。

地方平时与区时T_N的差别也即是其经度与时区中心经度之差，而第N时区的中心经度即为$N\times15^\circ$或N^h，因此该时区内某处A的地方平时与区时的关系即为：

$$m_A = T_N + (\lambda_A - N^h) \tag{2.31}$$

例如，南京的地理经度$\lambda_A = 7^h\ 55^m\ 04^s$，东8时区中心经度$N^h = 8^h$，所以，$m_A = T_N - 4^m\ 56$。也即南京的地方平时比"北京时间"数值上小$4^m\ 56^s$。或者平太阳中天迟$4^m 56^s$。利用(2.31)式也可从地方平时$m_A$求得区时$T_N$。

世界时可看作经度为0 处的地方时，即可从(2.31)式取$N^h = 0^h$，$T_0 = M$的特例：

即

$$\left.\begin{aligned} m_A &= M + \lambda_A, \\ M &= m_A - \lambda_A. \end{aligned}\right\} \tag{2.32}$$

至于区时与世界时的互换则更加简单

$$T_N = M + N^h \tag{2.33}$$

利用此式也可从任何一地的区时求得世界时。例如，北京位于东8时区，即$N = 8$，美国华盛顿处于西5时区$N = 5W$，所以当世界时为9月1日0^h时

$$T_8 = 0^h + 8^h = 8^h$$

北京是9月1日8^h，华盛顿处于$T_{5W} = 24^h - 5^h = 19^h$，即8月31日$19^h$。

至于地方恒星时与世界恒星时的换算，原理也是相同的，也可利用(2.31)式，但须注意，此时的单位都是恒星时系统。

二、日界线

地球是个球体，各地时间是连续变化的，而每天的日期总有起始点(0^h)。从哪儿开始新的一天呢？或者从(2.33)式看来，当格林尼治为某日，如3月21日(春分)12^h时，东1、2、3……12时区分别为3月21日的13^h、14^h、15^h……24^h，在东12时区即是3月21日子夜，一天的最后时刻亦即3月22日0时。与此同时，西1、

① 在时间系统中，倘不够减可加上24^h，但日期相应减去一日，当加后的和大于24^h则应减24^h，日期移过一日。

2、3……12时区则分别是 3 月21日的11时、10时、9时……0时，或是 3 月20日24时。但是实际上180° E与180° W 是同一经线，也即东12时区与西12时区是同一地方。在经度180°处，既是 3 月21日的24时又是 3 月20日的24时，或者说既是 3 月22日的0时又是3月21日的 0 时，这岂非荒谬吗？

为了解决这个矛盾，人们在那儿规定了一条“国际日期变更线”——日界线。它基本上就是180°的经线（见图2.25）。在日界线的东面比西边迟整整24小时，即一日。如在上述例子中，其西侧的亚洲地区应是 3 月21日24时或 3 月22日的 0 时，而在线东侧的美洲则是 3 月21日 0 时或 3 月20日24时。

当然，实际的日界线并不完全根据180°经线来划定，投影到平面图上，它是一条弯成几段的折线，个别地方甚至折过了本时区。这是因为考虑到地理及政治的原因而采取的变更。它使得日期变更线尽量避开人类居住区，也不使一个地区同时使用两种不同的日期，以免造成不必要的混乱和麻烦。值得庆幸的是180°经线本来大部分从海洋穿过，所以个别地方调整比较容易。

随着科学技术的进步、国际交往的频繁，日界线的重要性也比前增大了，尤其是在作环球航行时，日界线更是不可忽略的问题。当环球航行者的旅行路线取为自西向东时，则他在跨过日界线时，将重复过一天，似乎平白无故地多出了24小时。反之，倘若自东向西旅行，则在跨过日界线时，他会发现他少过了一天，好象丢失了24小时。

三、恒星时(ST)与平时(mT)的相互换算

如前所述，恒星时的参考点是春分点，平太阳时的参考点是平太阳。在不计岁差、章动（§13.4）等影响时，春分点是天球上的固定点，而平太阳却因地球公转在天球上并不固定。根据长时间的实际测量知道，平太阳连续两次通过春分点的时间（即回归年）

是365.2422平太阳日，因此平太阳周年视运动的速度为：每平太阳日

$$\frac{360}{365.2422}=59.1388'=59'08.3''.$$

如图2.26，设春分日某一瞬间平太阳与春分点♈重合于A_1点所在的子午圈上，当天球按顺时针方向转过360（相当于一恒星日)后，平太阳却向东移动了59′08.3″，到达A_2，只有当A_2转到A_1时才是平太阳日。由此可见，平太阳日比恒星日更长一些，而且平太阳顺次A_2、A_3……再第二次回到A_1时，平太阳走了365.2422平太阳日，而春分点♈却多转了一圈为366.2422恒星日。因此在平时系统中：

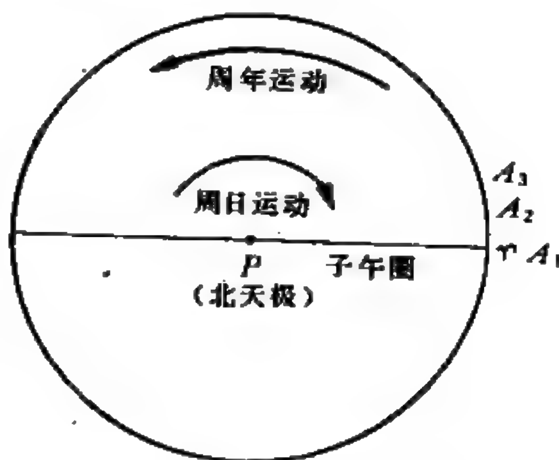


图 2.26　平太阳时与恒星时换算，纸平面为天赤道面

$$1\text{平太阳日}=24\text{平太阳时},$$

$$1\text{恒星日}=23^h56^m04.1^s\text{（平太阳时系统）}.$$

而在恒星时系统中：

$$1\text{恒星日}=24\text{恒星时},$$

$$1\text{平太阳日}=24^h03^m56.6^s\text{（恒星时系统）}.$$

这个关系也可从

$$365.2422\text{平太阳日}=366.2422\text{恒星日} \qquad (2.34)$$

推出，由此不难得到：

$$\left.\begin{aligned}&1\text{平太阳日}=1+\mu\text{恒星日},\\&1\text{平太阳小时}=1+\mu\text{恒星小时},\\&1\text{平太阳分}=1+\mu\text{恒星分},\end{aligned}\right\} \qquad (2.35)$$

$$1\text{平太阳秒}=1+\mu\text{恒星秒。}$$

(2.35)式中

$$\mu=\frac{1}{365.2422}=2.737909256\times10^{-3}$$

$$=3^{m}56.5554^{s}\ \text{恒星时/平太阳日}$$

$$=9.8565^{s}\ \text{恒星时/平太阳小时}$$

$$=0.1643^{s}\ \text{恒星时/平太阳分}$$

$$=0.0027^{s}\ \text{恒星时/平太阳秒}$$

当需把以平时系统计量的某两事件时间间隔化为恒星时系统时，可通过(2.36)式实现。

$$s=m+m\mu \tag{2.36}$$

相反的换算可由(2.35)式得到：

$$\text{恒星时}=\frac{1}{1+\mu}\text{平太阳时}=1-\nu\quad\text{平太阳时}$$

所以：

$$\left.\begin{aligned}
&1\ \text{恒星日}=1-\nu && \text{平太阳日,}\\
&1\ \text{恒星小时}=1-\nu && \text{平太阳小时,}\\
&1\ \text{恒星分}=1-\nu && \text{平太阳分,}\\
&1\ \text{恒星秒}=1-\nu && \text{平太阳秒。}
\end{aligned}\right\}\tag{2.37}$$

(2.37)式中

$$\nu=\frac{1}{1+\frac{1}{\mu}}=\frac{1}{366.2422}=2.730433576\times10^{-3}$$

$$=3^{m}55.909^{s}\ \text{平太阳时/恒星日,}$$

$$=9.8296^{s}\ \text{平太阳时/恒星小时,}$$

$$=0.1638^{s}\ \text{平太阳时/恒星分,}$$

$$=0.0027^{s}\ \text{平太阳时/恒星秒。}$$

当需把以恒星时系统计量的某两事件的时间间隔化为平时系

统时，应用(2.38)式：

$$m = s - s\nu \qquad (2.38)$$

$m\mu$、$s\nu$都不必具体计算，可从《天文年历》的有关附表中查得。

(2.36)和(2.38)式只是换算时间间隔即单位的公式，但某一事件的发生时刻换算则还涉及到起算点即何种时间系统的问题。即有：

$$\left.\begin{aligned} s &= m + S_0 + M\mu \\ m &= s + M_0 - S\nu \end{aligned}\right\} \qquad (2.39)$$

式中 m, s是地方平时和地方恒星时，而 M、S 则分别是对应的格林尼治的平时和格林尼治恒星时，M_0 及S_0为格林尼治恒星时0^h的平时和世界时0^h的恒星时。

四、实例

在日常生活、工作中，人们习惯使用区时，中国则普遍使用东8时区的区时，他们的手表上所指示的正是这种"北京时间"，但是在天文观测中，常需要知道当地当时的恒星时(地方恒星时)以了解天体的方位，调整仪器的指向，有时则反过来，通过具体的天体观测来校正平太阳时和区时。

在精度不高(误差在几分钟内)时，换算有一种简易的方法，其优点可不求助于《天文年历》之类的工具书，运算简单。方法如下：先记时四个时间的时间改正值 S_0[①] (表2.5)，以后每隔一天加 4分，每隔一月加2小时(不管大月小月)。

例：求南京市3月31日北京时间19^h35^m时的地方恒星时(λ_A=$7^h55^m04^s$)。

[解一]：

3月31日－3月21日＝10日，改正值为$4^m \times 10 = 40^m$。

① 可把S_0理解为那四天平子夜的地方恒星时，在更粗略时可取春分日的 S_0=12^h，秋分日的 S_0为0^h。

由 (2.31)式，$m_A = T_8 - 4^m56^s = 19^h30^m04^s$，所以

$$s = 19^h\ 30^m\ 04^s + 11^h\ 53^m + 40^m = 32^h03^m04$$ 。

即 $$s = 8^h\ 03^m$$。

表 2.5 二分点和二至点的 S_0值

日　　期	$\alpha_{平\odot}$	S_0
春分(3月21日)	0^h	11^h53^m
夏至(6月22日)	6^h	18^m
秋分(9月23日)	12^h	0^h07^m
冬至(12月22日)	18^h	6^h

[解二]：

(1) 求出地方平时m，由(2.31)式

$$m = 19^h\ 35^m - 4^m\ 56^s = 19^h\ 30^m\ 04^s$$。

(2) 求世界时 M，由(2.32)式

$$M = m - \lambda_A = 19^h\ 30^m\ 04^s - 7^h\ 55^m\ 04^s = 11^h\ 35^m$$。

(3) 求世界时对应的恒星时 S_0

查《中国天文年历》"世界时和恒星时表"

$$S_0 = 12^h\ 33^m\ 08^s$$。

(4) 求 $M\mu$

查《中国天文年历》附表3"化平太阳时为恒星时"

$M = 11^h\ 35^m$ 时，$M\mu = 1^m\ 54^s$。

所以由(2.39)式，

$$s = 19^h\ 30^m\ 04^s + 12^h\ 33^m\ 08^s + 1^m\ 54^s,$$
$$= 32^h\ 05^m\ 06^s$$。

即 $8^h\ 05^m\ 06^s$。

对比结果，两者也仅差 2^m 而已。

§2.7 历 法 简 介

历法是天文学中一个重要的内容。日历对于人类的生产和生活都有重大的意义，因而世界各文明古国都历来十分重视历法的编制和研究工作。中国古代一向把历法的改革当作重大国事，自有文字记载的几千年来，中国历史上曾先后提出过100多种不同的历，在世界历法史上占有重要的地位。

一部好的历可以促进生产，在中外历史上都有过因改历不妥而导致社会骚乱的记载。

一、制历的原则和科学依据

说到底，所谓历法就是推算年、月、日的时间长度和如何协调它们之间的关系，以制定一定的时间序列法则。具体地讲来，就是合理安排年、月、日的关系，显然年中的月、日必须是整数。

历的单位通常包括比“日”更长的单位，这也是实践的需要。比“日”更长的有月和年。“年”的长度实际反映了地球绕太阳公转的周期。从地球看来，即是太阳在天球上作周年运动。然而，如果选用不同的参考点则就有不同长度的“年”，常用的历是以春分点♈为参考点的，这就是“回归年”——太阳在天球上连续两次经过春分点的时间间隔。其长度大致为365.2422日。

值得指出的是：回归年并不是地球的公转周期。地球在宇宙空间中的运动应以恒星作参考点，因此地球的公转周期称作“恒星年”。反映到天球上，即是太阳连续两次通过某一恒星的时间间隔，其长度约为365.2564日，比回归年略长一些。其原因是因为春分点由于岁差、章动的影响，平均每年向西移动50″左右。

月也是一种比日长的时间单位，它原来的意义是以月球绕地

球的公转运动为基础的。古人很早就利用月球的这种运动来测定时间，同样因参考系不一就有各种不同长度、不同意义的“月”。在历法中常用的是“朔望月”，它是月相盈亏的变化周期，一个朔望月约为29.5306日。自然，它也不是月球的公转周期。月球的公转周期叫“恒星月”，是指月球连续两次通过某恒星的时间间隔，长度为27.3217日。

从理论上说来，回归年、朔望月、平太阳日是完全独立的三种运动为基础的时间单位，因而它们之间没有简单的通约关系也是很自然的。但人们为了生产和生活的需要，都希望在一定的精度下，把它们统一起来，这就是制历的基本原则。

绝对精确的历法是不可能有的，因为回归年和朔望月的长度本身亦是逐年有微小的变化的。经过天文学家多年的研究，它们的长度可由下面经验公式求出：

回归年 $=365.24219878-0.0000000614(t-1900)$（平太阳日）。

朔望月 $=29.53058867+0.0000000019(t-1900)$（平太阳日）。

式中 t 是公元年份数。例如§2.5中历书时的秒长所用1900年回归年长度，即可由上式 $t=1900$ 代入得

$$365.24219878\times24\times60\times60\text{秒}。$$

作为一部好的历法，至少还得满足以下要求：

（1）尽可能准确反映出天文学的客观规律；如年是地球公转的反映，月又应与它的位相相吻合[1]，日是地球自转的反映。只有基本符合这些运动规律的历法才能正确反映出天象和四季变化，为人类的生产、生活服务。

（2）日历必须简单、明瞭、易于记忆。过份复杂的法则往往在使用中感到不便，而不受人欢迎。人们甚至宁愿牺牲一定的精度来满足简单性。

---

1 目前公历中的月已与月相无关

（3）日历必须具有通用性，能适用于更广泛的范围，为广大地区所接受。

从古到今，在中外历史上出现过许多种形形色色的不同历法。如1927年各国天文学家提出的改历方案就有140多个，它们名目繁多，真是五花八门。但就基本原理来看，以往所有方法大致可归纳为三大类型——以朔望月为据的太阴历；以太阳周年视运动为标准的太阳历以及兼顾二者的阴阳历。

二、太阴历

太阴历是人类历史上使用最早的一种历法，它又称阴历（注意，不是我国民间说的"阴历"）、回历、回回历、伊斯兰历。

太阴历以月亮的圆缺盈亏为基准，把这种朔望的周期称之为"月"。在远古时代，这常伴有浓重的宗教色彩，宗教界的专门祭司在新月时都要举行盛大的庆典。

古人已测得朔望月大致平均长度为29.5日，而12个月大致完成一个季节循环，因此"太阴年"由12个朔望月组成，每月的天数是这样安排的：每逢奇数月，如1月、3月……11月每月为29日，而偶数月如2月、4月……12月，则每月为30天。因而太阴年的长度为29.5×12＝354（日）。

可是，朔望月的实际长度是29.53059日，12个朔望月应当为354.36708日，比太阴历中的历年长$8^h.48^m36^s$。为了消除这一差别，使历年的平均长度与12个朔望月的实际长度尽可能地接近，并保证每年的年初和每月的月初都是蛾眉月，因此人们就以30太阴年为周期，在30年间增加11个"闰日"，这样30个历年的长度变为：

$$354\times 30+11=10631（日）.$$

而实际的长度是：

$$29.53059\times 12\times 30=10631.0124（日）.$$

所以太阴历的30个历年后的误差仅仅只有0.0124日或17″51′。其历年的平均长度为354.36667日与实际长已相差无几了。

太阴历中的闰日大致设在第2、5、7、10、13、16、18、21、24、26、29年的年底，算作第355天。太阴历的优点是日期与月相吻合得较好，对于海洋潮汐、渔业等有一定的作用。但太阴历的历年长$354\frac{11}{30}$日，几乎比回归年(365.2422日)短了11日，因而每年的岁首将逐年提前，太阴历经过三个历年后就落在季节循环后33日。例如，倘若某年的新年在冬天，则8年后的新年就移到了秋季，17年之后又要在盛夏中过年。正是这种与季节变化脱节的重大缺陷，使得太阴历慢慢地为不少地区所遗弃。现在，除了少数伊斯兰教国家和地区外，大都已不再使用太阴历了。

目前的伊斯兰回历正是这样安排年月的，但其纪元相当于在公元622年7月16日，即622年7月份是伊斯兰纪元元年，公元1987年时，伊斯兰纪元为1407年，大约在公元20874年时，它的纪元也正好是20874年。

三、太阳历(阳历)

制历时只考虑太阳周年运动的历法，其基础是“回归年”长度。太阳历起源于古埃及。最早时，由于观测条件限制，埃及人的历法中一年仅有360天，以后才逐步改为365天。经过几千年的发展，逐渐变成一种现在广大地区使用的“公历”。

公历的最早雏型是“儒略历”。公元前46年，儒略·凯撒(Julius Caesar)作为罗马帝国的最高统治者为了巩固其政权，在天文学家的协助下，对当时混乱的历法作了较大的改革，并把改历的原则作为政府法令颁布。经过改革后的历称为儒略历，其主要内容有：

(1) 每年为365日，并大致均匀地分为十二个月。

(2) 每年的岁首放于冬至后的第十日。

（3）每隔三年设置一闰年，闰年为366日，多出的一天放于2月之末。

儒略死后，公元前8年奥古斯都（Augustus）大帝又进行过一次改革，把月份的大小又作了一次人为的变动，直到1582年教皇格里果里（R. Gregory）十三世又作了一次重大改进，才使公历基本定型下来，成为现用的公历，故公历实际上就是格里历。

格里历比儒略历更为精确。儒略历的历年长度是365.25日，格里历提出400年内97闰的原则，即把那些不能被4整除的世纪年如1700年、1800年、1900年仍作365日的平年，并果断地扣除了10天，把1582年10月4日的翌日定为10月15日，以消除了一千多年来已积累下来的十天误差。

格里果里十三世是罗马的教皇，因此，格里历首先在天主教国家内使用，而当时的欧洲大多数国家已依皈新教，宗教上愚蠢的成见使得英国等一些国家不肯接受格里历。一直过了170年后，天象与历误差越来越大，英国及其管辖下的美洲殖民地才于1752年正式放弃儒略历，并一下子从日历中扣除了11天（因为1700年又多闰了一天）。

苏联直到1918年2月1日才采用格里历。

我国是辛亥革命以后于1912年采用格里历，但当时并未采用公元纪元，直到1949年中华人民共和国成立后，才正式使用公元纪年。

格里历的历年长度为$365\cdot\frac{97}{400}=365.2425$日，这比回归年的实际长度365.2422日长0.0003日即25.9秒，四百年内仅仅差0.12日或2ʰ52ᵐ48ˢ，差不多要3300多年才相差一天，这已是足够精确的了。

公历中的“月”是一种人为的单位，它最初可能是从太阴历中的“月”概念借用而来的。但演变到后来，已与月相无关了，仅仅

是作为介于年与日之间的中等长度的时间单位而已。正因为公历中的月已没有什么实际天文意义，所以每月包含的天数也完全是人为的安排，并不包含什么科学道理。今天大小月的安排只是因为便于记忆，才让它作为历史陈迹保留下来。

四、阴阳历

兼顾太阴月和回归年的阴阳合历，最有代表性的就是中国的农历，又称夏历、中历、旧历。中国自古以来基本上都采用这种历法（清代有一短时期用过回回历）。它既能使时令符合季节气候的变化，又兼顾到月球朔望的位相周期，所以民间也有一些人称之为“阴历”（注意不要与上面的“太阴历”相混淆）。在中国几千年的历史长河中，农历对于指导生产起了巨大的推动作用。

中国农历中的“月”也是严格依照朔望月来确定的。月首总是在朔日（所以每次日食总是发生在农历初一），大月为30日，小月为29日。与太阴历不同的是：大小月不固定，需要根据实际天象来推算确定。

农历中的年长短相差较大，因而农历新年有时在一月下旬开始，有时在二月中上旬，并不固定。一般年份（平年）是354日或355日，而“闰年”时可长达383或384日，整整多一个月——闰月。正是靠了这种闰月，才使其历年与回归年的长度大致保持一致，也使新年相差不会太远，总在上述范围内。

远在春秋时代，中国的历法中已规定了“19年7闰”的原则。人所共知，19个回归年的长度是：

$$365.2422\times19=6939.6018\quad（日），$$

而19个农历年中有$19\times12+7=235$朔望月，共

$$29.53059\times235=6936.68865\quad（日）.$$

即19年间相差0.08685日即$2^h\ 05^m\ 04^s$。所加的七个闰月的具体安置根据实际天象推算来确定，但一般大致在第3、6、9、11、14、

17、19年，但具体放在这一年的哪一个月则有另外的规则。

在南北朝期间，中国天文学家祖冲之对19年7闰的原则又作了改进，他提出了"391年144闰"的更准确方法。

391回归年长度为：365.2422×391＝142809.7002（日）。

391农历年长度为：29.53059×（391×12＋144）

＝142809.9332（日）。

这样在391年间仅相差0.233日或$5^h35^m31^s$，平均每年只差51.5^s，然而这种置闰法比较复杂，又涉及到近四百年的时间，一般人不容易掌握，这限制了它的推广、使用。

五、几个有关问题

1．历元　在天文学的研究中，所使用的数据必须有同一起始时刻，这就是同一"历元"的问题。在制历中也同样有以什么时间作为起始点的问题。例如，中国以前均使用"王位纪年法"。例如，世界公认的最早的黑子纪录，中国史书上记载是："汉成帝河平元年三月乙未"。而唐代天文学家一行领导的世界上第一次子午线长度的实测工作，又是在"唐玄宗开元12年"开始的，实际上这在公元系统中分别是公元前28年及公元724年。又如著名的1054超新星（公元1054年出现的）中国史书上记载的是"至和元年"，至和乃是北宋仁宗使用过的一个年号。这种历元各行其是，给科学工作者带来许多不便，因此新中国成立后统一改用公历的历元。

然而公历的历元也是人为的，显然格里历从1582年至今仅有400多年的历史，而当初儒略历又是在公元前46年施行的，那末公元元年是如何确定的呢？

原来相当于公元六世纪时，有一个基督教的僧侣为了推算耶稣"复活节"的日子，杜撰了一个耶稣诞生的年份，并要求把它作为公元开始的元年。由于当时宗教权力显赫，而且历法的制定权本来就掌握在这些人手中，这样经过一千多年的流传，人们已普

遍接受了这种概念，而不去追究其原来的宗教意义了。

回历的历元也带有宗教色彩，它以希吉来为纪元。相传这是伊斯兰教创始人穆罕默德(Mohammed)从麦加逃亡到麦地那的日子。而据推算，在公历系统中，它相当于公元622年7月16日。

2. 儒略日(JD) 《天文年历》的附表中刊有"儒略日表"。实际上这是一种不用年和月的长期纪日法，以JD表示。儒略日以公元前4713[1]儒略历1月1日世界时12ʰ(格林尼治平正午)为起算点，日复一日连续不断。所以现在对应的儒略日是七位数。对于需要计算相距若干年的两事件之间的天数，用这种JD系统是最方便的。

如中国第一颗人造地球卫星上天是1970年4月24日，而中华人民共和国成立是1949年10月1日，二者间相隔多少天呢？

从《天文年历》的儒略日表查得：

1970.4.24 ……2440701
1949.10.1 ……2433191) −
7510

即在建国后7510天，人造地球卫星就升上了天空。

由于儒略日的数字很大，而实际计算中大多数的两事件相隔时间并不太远，为简化计算，天文上还有一种约化儒略日(MJD)，它相当于把其起点挪后6500多年。

$$MJD = JD - 2400000.5. \qquad (2.40)$$

式中的".5"表示把起算点从平正午改为平子夜，与一般平时系统一致。

3. 星期 公元中还有一种循环的连续纪日法——星期制，它以七天为一周期循环，至今这种七天制的周期亦已为人们所广泛接受。学校的课程、工厂企业的休假，通常都是依照星期制编排

[1] 公元纪年中无公元0年，公元前一年在天文上称0年，所以公元前4713年即为−4712年，因此从天文上讲公元前某年不能简单地写为"负某年"。

的。西方一些国家的工资、房租、税收也都以星期结算，因而星期制与人们的经济生活有着直接的关系。

星期制的溯源很早，远在两千多年前古巴比伦就有了这种七天纪日制的原型。中国周朝期间也有类似的把一个朔望月分为几个七天、八天的方法。看来星期制最初与天体尤其是月球的运动有关，因为除去有一天（新月）看不见月亮后，朔望月仅剩28天，正好为四个星期的长度。

在古巴比伦，一星期的七天每天都以专门的天体名称来命名，至今日语中还保留着这种名称：日曜日（星期日）、月曜日（星期一）、火曜日（星期二）、水曜日（星期三）、木曜日（星期四）、金曜日（星期五）、土曜日（星期六）。英语中则还有三天 Sunday（星期日）、Monday（星期一）、Saturday（星期六）分别是 Sun（太阳）、Moon（月亮）及 Saturn（土星）派生出来的。

后来由于宗教的介入，又硬把它与“礼拜”——上帝创造天体的神话附会起来，因此“礼拜”是一个宗教名词，而星期仅是一种纪日法，二者的意义大相径庭，不可混为一谈。

4．干支　中国自古以来就有一种特殊的纪日、纪年法，这就是“干支”。所谓干支就是十个“天干”（甲、乙、丙、丁、戊、己、庚、辛、壬、癸与十二个“地支”（子、丑、寅、卯、辰、巳、午、未、申、酉、戌、亥）互相配合而成的。因为从“甲子”到“癸亥”正好有60种组合，所以又称作“六十干支”或“六十花甲子”（见表2.6）。

干支的起源很早，大约可追溯到殷商年代。干支纪日自那时起就日复一日从未间断。只要顺着干支前推，历史事件的日子便不难求得，因此这也是一种很长的纪日系统。中国用干支来纪年，这大约自东汉开始，也有了近2000年历史了。而中国历史上不少著名事件就是以干支记叙的：如孙中山领导的辛亥革命、中日甲午战争、戊戌变法等等。

从公历纪元求干支是不难的，只要根据六十干支表及（2.41）

表2.6 六十干支表

0. 甲子	1. 乙丑	2. 丙寅	3. 丁卯	4. 戊辰	5. 己巳	6. 庚午	7. 辛未	8. 壬申	9. 癸酉
10. 甲戌	11. 乙亥	12. 丙子	13. 丁丑	14. 戊寅	15. 己卯	16. 庚辰	17. 辛巳	18. 壬午	19. 癸未
20. 甲申	21. 乙酉	22. 丙戌	23. 丁亥	24. 戊子	25. 己丑	26. 庚寅	27. 辛卯	28. 壬辰	29. 癸巳
30. 甲午	31. 乙未	32. 丙申	33. 丁酉	34. 戊戌	35. 己亥	36. 庚子	37. 辛丑	38. 壬寅	39. 癸卯
40. 甲辰	41. 乙巳	42. 丙午	43. 丁未	44. 戊申	45. 己酉	46. 庚戌	47. 辛亥	48. 壬子	49. 癸丑
50. 甲寅	51. 乙卯	52. 丙辰	53. 丁巳	54. 戊午	55. 己未	56. 庚申	57. 辛酉	58. 壬戌	59. 癸亥

式即算出。

$$n = t - 4 - 60m. \qquad (2.41)$$

(2.41)式中 n 即为干支表中的干支序数，如11为乙亥、57为辛酉……，t 是要求干支的公元的纪年数如1981年等，$m = 0$、1、2……，取正整数，以保证算出的 n 处于0—59之间。如求1911年的干支则取 $m = 31$，由(2.41)式：

$$n = 1911 - 4 - 60 \times 31 = 47$$

由表2.5知47为辛亥，所以1911年的干支为辛亥。

从“干支”去推算公元的年份则有：

$$t = n + 4 + 60m. \qquad (2.42)$$

但(2.42)式中由于 m 值的不同而可得出不同的 t。如辛亥革命的领导人孙中山诞生于1866年逝世于1925年。或者说辛亥革命后不久就发生了第一次世界大战(1914—1918)这样就可确定是辛亥革命发生在1911年无疑了。

这对于遥远的历史年代常常比较麻烦。干支的这种缺陷，使得它的运用范围日益缩小，如中国第一颗人造地球卫星上天，现在只说是1970年，而不再记作“庚戌年”了。

5．节气　在中国农历中还有一些特殊的表示太阳位置的办法，那就是二十四节气。节气是中国历法的独特创造、一大特色，几千年来对于推动农牧业生产起了巨大的积极作用。节气的名称最早出现在殷商时代，到西汉二十四节气便全部完备了。因为每一节气都表示了准确的太阳位置，具有严格的季节特性。因此，二十四节气无疑属于太阳历的范畴。节气在公历中的日期是大致固定的，每月通常有两个节气，上半年在5日、21日，下半年在8日、23日，前后至多相差一二天(表2.7)。

必须指出，每个节气间太阳黄经是均匀增加15°，但时间间隔却并不一样长。这是因为地球的实际公转速度并不均匀，1月初地球处于近日点附近，速度最快，两节气的间隔的时间相应较短。

表2.7　节气、中气表

季	项目						
春季	节气名	立春(正月节)	雨水(正月中)	惊蛰(二月节)	春分(二月中)	清明(三月节)	谷雨(三月中)
	公历日期	2月4或5日	2月19或20日	3月5或6日	3月20或21日	4月4或5日	4月20或21日
	太阳黄经	315	330	345	0	15	30
夏季	节气名	立夏(四月节)	小满(四月中)	芒种(五月节)	夏至(五月中)	小暑(六月节)	大暑(六月中)
	公历日期	5月5或6日	5月21或22日	6月5或6日	6月21或22日	7月7或8日	7月23或24日
	太阳黄经	45	60	75	90	105	120
秋季	节气名	立秋(七月节)	处暑(七月中)	白露(八月节)	秋分(八月中)	寒露(九月节)	霜降(九月中)
	公历日期	8月7或8日	8月23或24日	9月7或8日	9月23或24日	10月8或9日	10月23或24日
	太阳黄经	135	150	165	180	195	210
冬季	节气名	立冬(十月节)	小雪(十月中)	大雪(十一月节)	冬至(十一月中)	小寒(十二月节)	大寒(十二月中)
	公历日期	11月7或8日	11月22或23日	12月7或8日	12月21或22日	1月5或6日	1月20或21日
	太阳黄经	225	240	255	270	280	330

二十四节气又可分为二大类：节气和中气。从冬至开始，大寒、雨水、春分……直到小雪，即在表上带“某月中”的都称为中气。而另十二个称为节气。节气、中气两两相间。早从西汉开始，中国农历已规定，闰月只能加于没有中气的月份（朔望月）中，如加在四月则称闰四月，七月则闰七月……。

为了便于记忆，人们编写了一首可以朗朗上口的“节气歌”：

“春雨惊春清谷天，夏满芒夏暑相连。

秋处露秋寒霜降，冬雪雪冬小大寒。”

每句包含六个节气，共四句。囊括了所有二十四个节气的顺序和名称。

第三章　天文观测与仪器

天文学的研究对象是十分遥远的天体，尽管人类已经进行了规模不小的空间探测，但就整体而言，天文学仍然是一门“观测的科学”。天文观测是天文学家进行科学研究的最基本的手段之一，也是检验理论模型、科学假设的准绳。

§3.1　天体的电磁辐射

一、全波天文学

由于地球大气的阻挡，以及科学技术的限止，很长时间以来，天文学家只能接收天体发出的可见光。现在知道，在电磁辐射中这是一个极其狭窄的范围。事实上，不仅那些发出可见光的天体（如恒星、星系）常常伴有射电，红外或 X 射线、γ 射线辐射，就是那些暗黑的天体，如暗星云、星际物质也有一定的红外或射电辐射。由于科学技术的飞跃发展，尤其是在人类进入空间探测、彻底摆脱了地球大气的羁绊后，整个电磁辐射的所有波段（图3.1）都得到了观测资料。随着四十年代的射电天文学问世，红外天文学、紫外天文学、X 射线天文学、γ 射线天文学……，一系列新的天文学分支学科也纷纷应运而生。

天文学从光学时代进入了全波时代后，面貌已焕然一新，大量的新发现、新资料、新问题纷至沓来，甚至使人们对于天体及宇宙的认识和观念发生了深刻的变化。因而古老的天文学不仅获得了新生，而且又一跃而为当代自然科学中最活跃的前沿阵地之

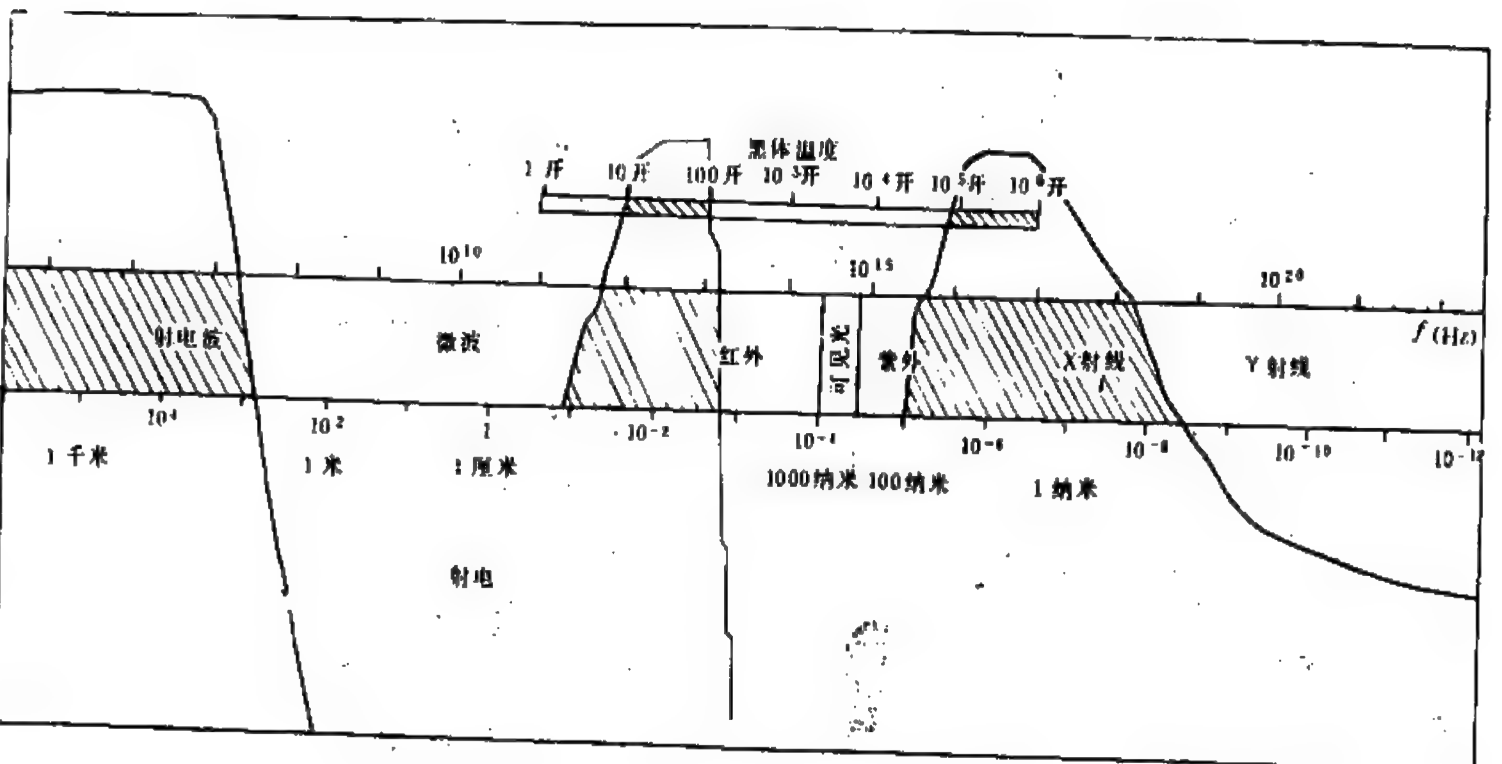


图 3.1 天体的电磁辐射波谱

一。

二、大气窗口

地球表面外有一层浓厚的大气(§4.3)，由于地球大气中各种粒子与天体辐射的互相作用(主要是吸收和漫反射)，使得大部分波段范围内的天体辐射无法达到地面。人们把能到达地面的波段范围形象地称为"大气窗口"(图3.2)。根据研究，地球大气的"窗口"有三个。

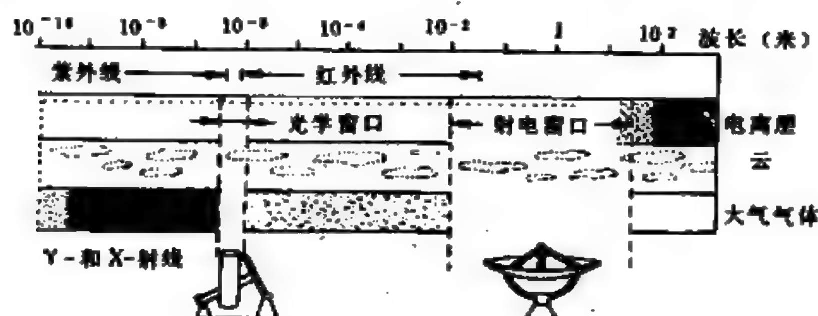


图3.2 天体辐射可通过地球大气的三个"窗口"

(1) 光学窗口：这是最重要的窗口，波长在300—700纳米[1]的范围，也即包括了可见光的波段(400—700纳米)，人类幸而有这样的窗口，否则地球上将是一片永恒的黑暗。

(2) 红外窗口：红外波段(0.7—1000微米)的情况比较复杂。这是因为地球大气中有许多成分，不同分子吸收的红外波段并不一致(表3.1)，在水汽分子和二氧化碳所吸收的间隙中都可以作为小窗口，最宽的一段在8—13微米范围(但其中在9.5微米附近有一小段臭氧造成的吸收带)。

17—22微米实质是半透明的窗口，在高山地区由于避开了大部分水汽，则可以观测到一些波长大于22微米的红外辐射。

---

[1] 国际单位制中，波长常用纳米作单位。(纳米 = 10^{-9}米 = 10埃)

表 3.1 大气的红外吸收

吸收范围(微米)		吸收的分子
0.71—0.735,	0.81—0.84	水汽
0.89—0.99,	1.07—1.20	
1.3—1.5,	1.7—2.0	
2.4—3.3,	4.8—8.0	
13.5—17		二氧化碳
22—1000		水汽

对于天文研究常用的有七个红外窗口：J(1.2微米)、H(1.6微米)、K(2.2微米)、L(3.6微米)、M(5.0微米)、N(10.6微米)、Q(21微米)，作为测光系统的标准。

(3) 射电窗口：对于射电波段(波长 $\lambda > 1$ 毫米)也有少量的吸收带，但在13.5毫米(22222兆赫)以后，大气对射电辐射逐渐透明，在40毫米—30米的大片波段中大气几乎完全透明。因此一般把1毫米(300000兆赫)—30米(10兆赫)的范围称为射电窗口。

除此之外，还有"磁波窗口"和"粒子窗口"。前者是指波长大于30米的低频波，后者是指能量大于500兆电子伏的宇宙线，大气对它们在某种意义上讲也是透明的。

三、大气消光和大气色散

其实，对于可见光而言，地球大气也并非是绝对透明的，可见光同样会受到地球大气对它们的吸收和散射，造成了天体辐射的减弱和颜色变化，这称为大气消光。

大气消光的作用与辐射的波长有关。空气分子的消光作用与波长4次方成反比，而尘埃、水滴的消光作用大致与波长1.3次方成反比，因而蓝光比红光受到更多的消光作用，这也是天空呈现蓝色的原因所在。

大气消光还与天体辐射穿过的大气厚度有关，所以天体的地平高度越大，受到的消光作用越小。例如，对于同一颗恒星而言，在地平附近时要暗得多，与它在天顶时(若能达到)相比，星等①可以差三等左右。

根据大气消光理论，对于天顶距为 z 的天体有

$$m(z)=m+KF(z) \tag{3.1}$$

式中 $m(z)$ 是天体的天顶距为 z 时的星等，m 是天体不受消光"应有"的星等，K 为与波长 λ 有关的消光因子(表3.2)。$F(z)$ 称为"大气质量"，也是一个较复杂的函数，但在 $z<75°$ 时，有 $F(z)\simeq\frac{1}{\cos z}$。实际上，不同高度处的消光作用可以从有关专门表中查得。

表 3.2 消光因子与波长关系

λ (纳米)	300	400	500	600	800	1000
K	4.9	0.5	0.25	0.18	0.07	0.04

地球大气是一种介质，因而对于不同波长的光线有不同的折射率。这样，大气对于天体的光还有一种色散效应——大气色散。它可以把天体的辐射变为一条沿着地平经圈的短短的小光谱。而这种大气色散度的大小又与天顶距有关：天顶距越大、色散度越大。

当然，地球大气的色散度非常小，在天顶附近的光谱，角距仅3″左右，但在一些精密测量中却是不容忽视的。

四、大气折射和大气湍动

地球大气是上疏下密的介质。到达地面上的天体辐射在经过地球大气时必然会受到折射作用(图3.3)，以致使观测者见到的天

① 天体的亮度以星等表示。人眼能见到的最暗的恒星是6等星，其亮度为最亮的1等星的1/100，关于恒星的星等可详见§8.2。

体视位置 S' 已偏离了原来的真位置 S，这种大气的折射作用称为大气折射或蒙气差。

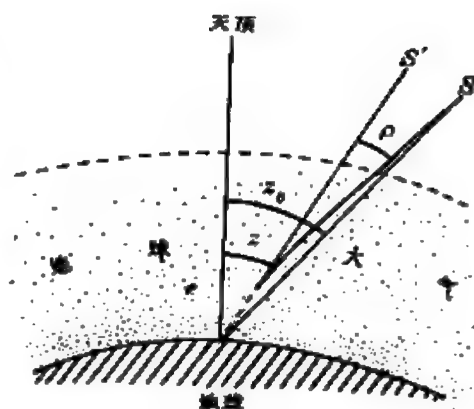


图 3.3 大气折射

蒙气差以角 $\rho = z_0 - z$ 来量度，如果把地球大气看作为一层层同心的均质球壳，在天顶附近就近似于平行的平面层，则可得一个近似的公式：

$$\rho \simeq A\mathrm{tg}z + B\mathrm{tg}^3z. \tag{3.2}$$

A、B 与大气的物理参数——温度、压力——有关，而在 z 不大于45°时，(3.2)式还可近似地写为

$$\rho \simeq 60.29''\mathrm{tg}z. \tag{3.3}$$

式中60.29″称之为大气折射常数。在 $z=70°$ 时，(3.2)式的误差略大于1″，但当 z 超过80°时，(3.2)式已不能成立。

一般情况下，蒙气差有专门表可查，较有权威性的是苏联普尔科沃天文台于1870年颁布的《大气折射表》。在《中国天文年历》中也刊有天顶距0°—76°的蒙气差表。

实际上地球大气的密度分布情况相当复杂，同心均质球壳仅是理想化的模型，真正的地球大气不同密度的层次彼此并不平行，也不完全呈球形。同时，大气中还不时有各种扰动、湍流，使大气密度出现随机的起伏和不规则变化，这样导致折射率的畸变，从而影响了天体的成像质量。肉眼所见的恒星光闪烁不定也是其表现形式之一。

对于望远镜观测，大气湍动的影响更加严重。它使得视场中的恒星像出现频率约2000赫的"闪烁"，使其亮度和颜色呈现出不规则的微小变化；湍动还使恒星像在视场中的位置不停地抖动，不呈点像而为小的视圆面，这些都给天文观测造成了很为不利的影

响。

一般天文台建立在远离城市的高山上，主要就是为了尽量减少地球大气造成的这种无法消除的有害影响和城市灯光的干扰。

五、天体的四种信息源

除了少数陨石及阿波罗宇航员带来的月球岩石标本可以作分析实验外，人类对于天体的一切知识，都直接、间接来自于四种信息亦即天体所发出的各种辐射及宇宙线：

(1) 电磁波：天体的电磁波波谱很广，从长达几千米的射电波到能量很高的 γ 射线(表3.3)。过去天文学的历史是光学天文学的研究发展史，并取得了巨大的成就。人造卫星上天后，全波天文学又为人们展示了广阔的前景。可以相信，天体的电磁辐射仍是当今人们认识宇宙、研究天体的最主要途径，今后一定还会有许多重大的发现。

表 3.3 天体的电磁辐射

分	域	波长范围
射* 电	米 波(米)	1—30
	厘米波(厘米)	1—100
	毫米波(毫米)	1—10
红外	远红外(微米)	25—1000
	近红外(微米)	0.7—25
可见光 (纳米)		400—700
紫 外 (纳米)		10—400
X 射线** (纳米)		0.01—10
γ射线 (纳米)		<0.01

* 厘米波和毫米波也称之为微波(0.3毫米—10厘米)。

** 也有认为X 射线波长是0.001—10纳米。

(2) 宇宙线：宇宙线实质上是来自宇宙空间的各种高能粒子，如质子、α粒子、高能电子等等。这也是人类能够直接“捕获”的天体“样品”之一。因此常常用以研究天体演化，太阳系和银河系

的磁场以及各种高能现象。

可惜的是，由于宇宙线是带电粒子，所以它在传播过程中受到星际磁场、行星际磁场的复杂作用，使得地球上观测到的宇宙线已是各向同性的了。这样，人们无法根据地球上测出的宇宙线方向来寻找发射源。这是一个很大的局限。

(3) 引力辐射：爱因斯坦广义相对论预言了引力波的存在。毫无疑义，引力辐射一定也会载着有关波源的信息。但由于它的作用极其微弱，目前有关它的研究还刚刚开始，已有一些观测可以间接证明引力波的存在，相信随着科学的不断发展，这方面的研究一定也会获得重大的成果。

(4) 中微子辐射：严格说来，中微子也应属于宇宙线，但由于其特殊性和重要性足以使它独树一帜。

中微子是一种不带电、静止质量接近为零① 与一般物质几乎不发生作用的基本粒子。因此只有中微子才可能从恒星内部逃逸出来，而且它又不受磁场的影响，这样可对中微子进行探测、也只有对中微子进行研究，才有可能获得有关恒星内部的第一手资料。此外，在恒星演化的晚期阶段，中微子也扮演着重要的“角色”。在类星体、活动星系及宇宙学的研究中，也有许多中微子过程。所以尽管就目前的接收技术而言，探测中微子还有相当大的困难，但仍然已获得了一些进展。

§3.2 光学望远镜

望远镜是人眼的延长，人眼的瞳孔睁大时直径不过在6—8

---

① 中微子的静止质量以前认为等于零，但由于“太阳中微子失踪案”(§7.2)，使得中微子质量问题引起了很大争论，至今尚未有确切定论，但可以肯定，即使不等于零，也一定十分微小。



图3.4　伽利略手制的第一架天文望远镜

毫米之间，接收遥远天体的辐射的能力比较微弱。因此当1608年荷兰人发明望远镜的信息传到意大利时，伽利略立即动手自制了两架最简单的望远镜（图3.4）。1609年底，他把它指向了天空，获得了许多激动人心的重大发现，为哥白尼日心说提供了观测依据，从而开创了“望远镜天文学”的新时代。

三百多年来，望远镜的制作已获得了巨大的发展，不仅建造了许多大型望远镜，使接收光学辐射的能力提高了10^6倍。而且发明了许多性能很好的附属设备和辐射接收器，使人们能从事多方面的研究。

顺便说明，因为光学望远镜是天文学研究的最基本工具，所以通常所说的望远镜如不特别说明，一般都是指光学望远镜。

一、折射望远镜

最早建造的天文望远镜都是由透镜组成的折射式。伽利略式以一块凸透镜作物镜，一块凹透镜作目镜。后来的开普勒式则把目镜也改为凸透镜，这样既可获得较大的视场，又可安装瞄准十

字丝，因此为目前天文界所普遍采用。

折射望远镜的光学原理如图3.5。但是单透镜常有严重的各种像差，影响成像的质量。因而现代折射望远镜的物镜、目镜都是复合透镜——用具有不同折射率的光学玻璃，经过精心设计、磨制而成的。

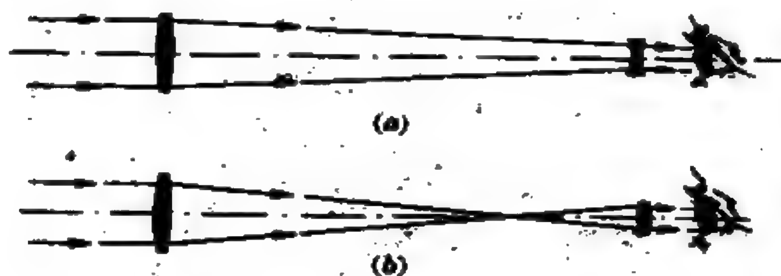


图 3.5 折射望远镜的光路图
(a)伽利略式； (b)开普勒式

折射望远镜的优点是焦距长、底片比例尺大、对镜筒弯曲不敏感，最适合于做天体测量方面的工作。缺点是它总有残余色差，对紫外、红外波段的辐射吸收很厉害。巨大的光学玻璃也十分难以浇制，加上造价甚高，因此于1897年建造的直径1.02米的利克望远镜(图3.6)至今仍是“世界之最”。目前世界上较大的、口径在70厘米以上的折射望远镜共有8架(表3.4)。

表 3.4 世界上最大的八台折射望远镜

口径(厘米)	焦距(米)	所属天文台	所在国家	天文台海拔(米)	启用年份
102	19.4	叶凯士天文台	美国	334	1897
91	17.6	利克天文台	美国	1283	1888
83	16.2	巴黎默东天文台	法国	162	1893
80	12.0	中央天体物理研究所	民主德国	107	1899
76	14.0	普尔科沃中心天文台	苏联	75	1885
76	14.1	阿勒格尼天文台	美国	370	1914
74	17.9	尼斯天文台	法国	376	1886
72	8.5	原格林尼治天文台	英国	47	1894



图 3.6 世界上最大的折射望远镜，口径1.02米

二、反射望远镜

物镜是凹面反射镜的望远镜统称为反射望远镜。它们的光学结构可有许多种不同的型式，目前常用的有以下四种：牛顿式、卡塞格林式、格雷果里式及折轴式（图3.7a、b、c、d）。

反射望远镜由于光路通过二次反射或折射，因而比折射望远镜短得多，有时还可以省却笨重的镜筒装置。反射望远镜还有一大优点是完全没有色差，可以获得质量极高的像和光谱，特别适合于天体物理的研究工作，此外，它还有许多其他的优点，如对

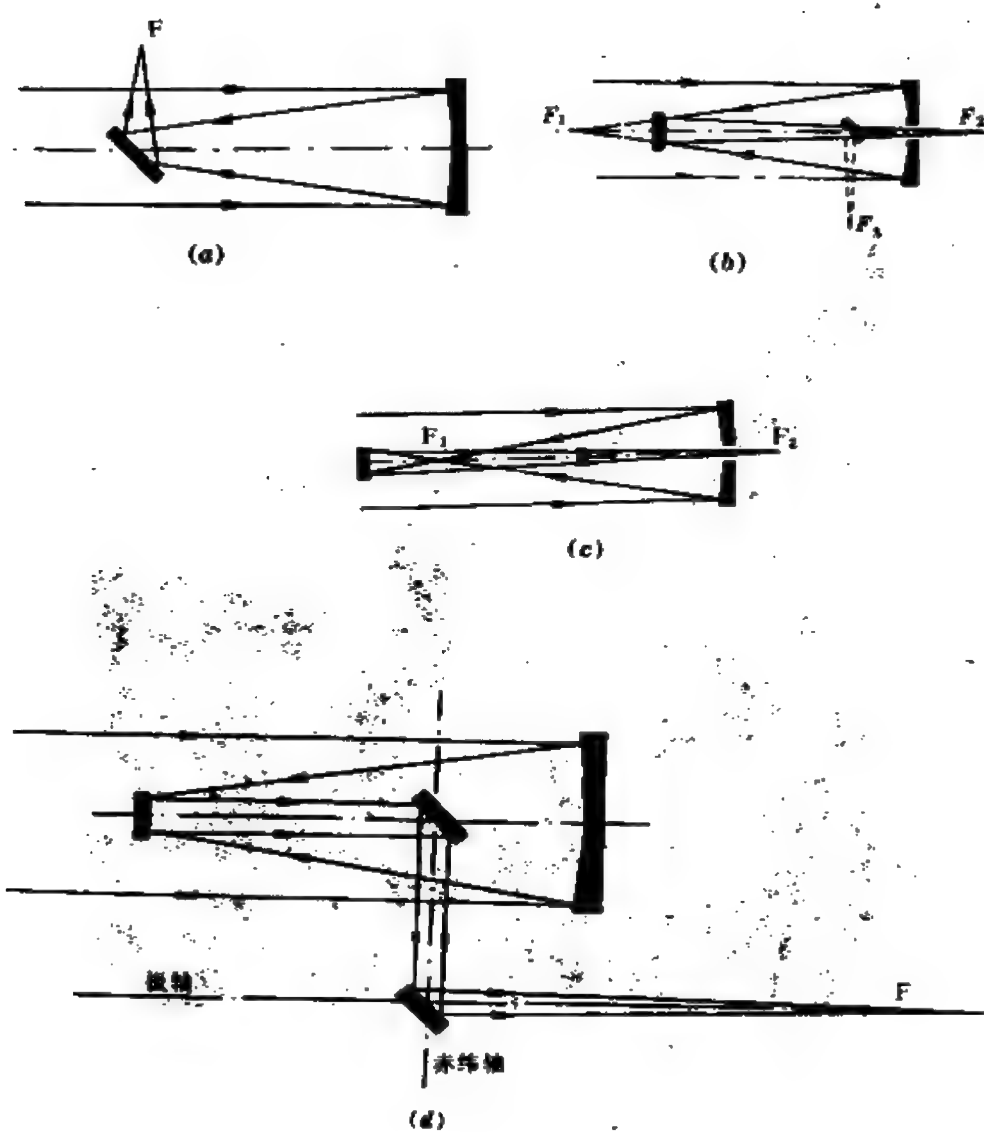


图 3.7 反射望远镜的光路图

(a)牛顿式；(b)卡塞格林式；(c)格雷果里式；(d)折轴式

镜面材料要求较低，磨制起来比较容易，成本也远比折射望远镜低廉。目前世界上最大的两架反射望远镜是苏联的 6 米镜(图3.8)和美国的5.08米镜(图3.9)。苏联的 6 米镜由于设计上的问题，并未达到预期的效果，建树不多，相反美国的 5 米镜在天文学中有着特殊的地位。



图 3.8 苏联的 6 米反射镜

据统计，口径在2.5米以上的反射望远镜，目前世界上共有1台(表3.5)。

反射望远镜不可能完全取代折射望远镜，因为它也存在着一些固有的不足：视场太小；没有镜筒的反射镜有散射光的影响；镜面总有些互相挡光，无形减少了所接收的辐射；它的物镜镀层易被氧化，使用一段时期后就需要重新镀铝。

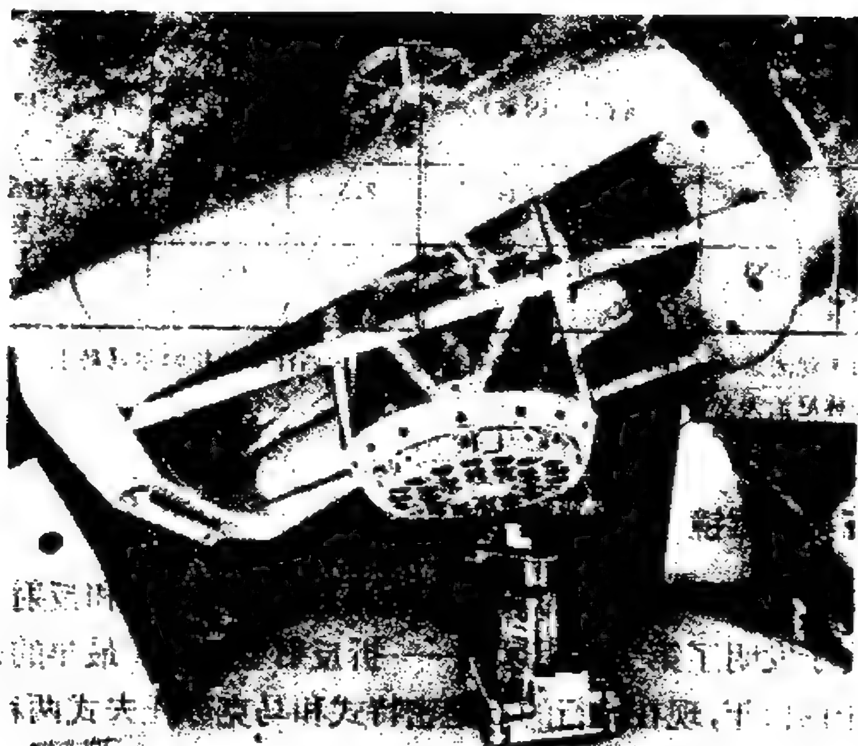


图 3.9　美国的 5 米反射镜

表 3.5　世界上口径超过2.5米的17架反射望远镜

口径（米）	完成时间（年）	所在地（国家）	口径（米）	完成时间（年）	所在地（国家）
6.0	1976	专门天体物理天文台（苏联）	3.2	1979	莫纳克亚红外望远镜（美国）
5.08	1948	帕洛玛天文台（美国）	3.0	1959	利克天文台（美国）
4.0	1973	基特峰国家天文台（美国）	2.7	1969	麦克唐纳天文台（美国）
4.0	1976	美国美洲际天文台（智利）	2.6	1961	克里米亚天体物理台（苏联）
3.9	1975	英、澳赛丁斯普天文台（澳大利亚）	2.6	1975	比拉于天体物理台（苏联）
3.8	1978	英、法、美莫纳克亚天文台（美国）	2.5	1917	威尔逊山天文台（美国）
3.6	1979	加、法夏威夷天文台（美国）	2.5	1976	美国海耳南天天文台（智利）

（续表）

口径(米)	完成时间(年)	所在地(国家)	口径(米)	完成时间(年)	所在地(国家)
3.6	1976	欧洲南天天文台(智利)	2.5	1967	格林尼治皇家天文台*(英国)
3.5	1983	联邦德国、西班牙天文中心			

* 由于观测条件不佳，该镜已于1981年搬迁至大西洋中的拉帕尔马岛上，但仍属格林尼治天文台。

三、折反射望远镜

在制造和使用望远镜的实践中，为了能兼顾折射和反射镜的优点，终于发明了第三类望远镜——折反射望远镜。最早的折反射镜制于1814年，现在流行的有施密特式和马克苏托夫式两种(图3.10)。两者的不同处是反射镜前面的改正镜形状不一样，施密特式改正镜的形状是比较奇特的非球面镜；马克苏托夫式则近似为弯月形。

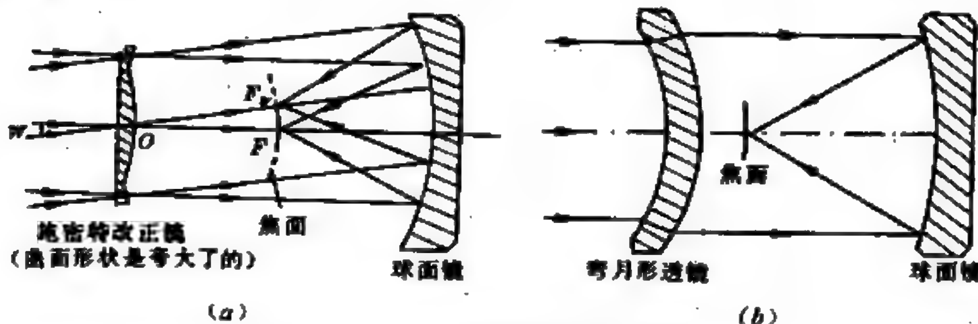


图 3.10 折反射望远镜的光路图
(a) 施密特式；(b)马克苏托夫式

折反射望远镜的最大优点在于光力强、视场大、像差小，是观测有视面天体(如行星、星云)的最好工具。同时也适合于做巡天工作以及流星、人造地球卫星的观测。

美中不足的是改正镜很难磨制，无法做得很大。现在世界上最



图 3.11 美国帕洛玛山天文台的施密特望远镜

大的折反射望远镜是民主德国科学院天文台的口径为1.34/2.03(米)望远镜[1]，其次是美国帕洛玛山天文台的1.22/1.86(米)施密特望远镜(图3.11)。迄今改正镜超过1米的仅有8台(表3.6)。

表 3.6 改正镜超过1米的折反射望远镜(8架)

口径(厘米)		焦距(厘米)	所属天文台及国家、所在地	天文台高度海拔(米)	启用年份
改正镜	主镜				
134	203	400	德国科学院天文台(民主德国)	331	1960
122	186	307	帕洛玛山天文台(美国)	1706	1948
122	183	307	爱丁堡皇家天文台(英国)(位于澳大利亚)	1131	1973

[1] 折反射望远镜的口径通常都有两个数字：前一个是改正透镜的直径，后一个是反射镜的直径。

（续表）

口径（厘米）		焦 距（厘米）	所属天文台及国家、所在地	天文台高度海拔（米）	启用年份
改正镜	主镜				
105	150	330	东京天文台（日本）	1130	1974
102	137	300	乌普萨拉大学天文台（瑞典）	33	1964
100	162	305	欧洲南天天文台（西欧六国）（位于智利）	2400	1969
100	150	301	委内瑞拉天文研究所（委内瑞拉）	3600	1978
100	132	213	比拉干天体物理台（苏联）	1450	1961

四、下一代望远镜（NGT）

随着望远镜口径的增大，一系列技术问题接踵而来。美国5米镜的镜头自重达14.5吨，可动部分的重量为530吨，6米镜则是重达800吨的庞然大物，望远镜的自重引起的镜头变形已很可观。热传递使巨大的反射镜产生不规则的热膨胀，造成镜面畸变而影响成像质量。而且制造更大的镜面材料也存在着巨大的困难，加上传统方法制造大望远镜的费用几乎与口径的平方甚至立方成正比，因而，要制作更大口径的望远镜必须另辟新径。

下一代望远镜除了具备更强的集光能力和更高的分辨本领外，还应考虑同时可用于红外及毫米波的观测，能进行干涉测量。天文学家对此已提出了几种方案，其中有一类是多镜面望远镜（MMT）。第一台这种新式望远镜已于1979年在美国亚利桑那州的霍普金斯天文台建成使用。它由6个口径1.8米的卡塞格林式望远镜组成(图3.12)利用一个“光束合成器”把六束光全聚在一个共同的焦点上，其合成的效果相当于一个口径4.5米的反射镜。

多镜面望远镜的主要优点在于可以制成更大口径的望远镜，造价也远远低于单镜，因此很可能这是今后建立巨型望远镜的主要发展方向。例如，美国得克萨斯大学准备在MMT 基础上，建造 MMT_2——用8块直径5米镜合成一个相当于14米的巨型望远镜，另外美国基特峰国家天文台、加拿大和苏联都在酝酿制造相



图 3.12　1979年建成的第一台多镜面望远镜

当于直径25米的合成望远镜，苏联拟用500块小镜片合成，加拿大则用60多个 3 米镜来合成……。

可以相信，下一代望远镜建成后必将促使人类对宇宙的认识更加深化。

五、空间望远镜(ST)

如前所述，地球大气对于天文观测有严重的无法消除的影响，因而在人造地球卫星上天后，人们更希望能进行大气外的天文观测，空间望远镜就是为此而设计制造的光学望远镜。与地面观测相比，它有许多无与伦比的优点：它可以接收到宽得多的波段，在短波方面至少可延伸到100纳米处。没有大气抖动后，分辨本领可以得到很大的提高，空间没有重力影响，仪器不会因自重而形变。美国早就计划在八十年代中把一架口径 2.4 米的空间望远镜送上天去，并在轨道上能工作10年以上时间。它的分辨角小于0.1″，甚

至比帕洛玛山的 5 米镜的分辨本领还高十倍。

当然空间望远镜在设计、制造上也有许多困难，需要用许多特殊的材料和器件，以能经受进入空间过程中无法避免的超重和剧烈振动，但空间望远镜的美好前景是非常诱人的。

六、望远镜的装置

望远镜是为观测天体而制造的，它必须能灵活地指向天球上的任意位置，这就要求它有两条互相垂直的轴。因轴线方向不一，望远镜的机械装置分为地平式与赤道式两大类。

1. 地平式　与地平坐标相对应，它的两条轴分别在垂直和水平方向，当望远镜绕垂直轴转动时，它的地平经度在连续地变化，但地平纬度保持不变，而当它绕水平轴传动时则地平经度不变(或改变180°)，仅使地平高度变化(图3.13)。

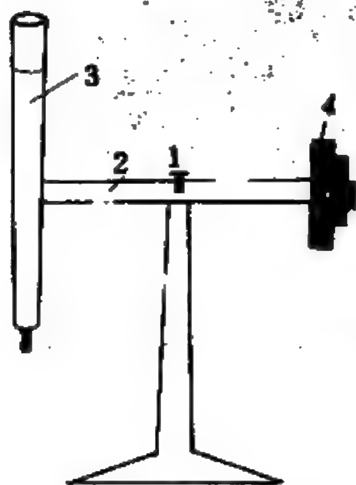


图 3.13　地平装置示意图
1. 垂直轴；2. 水平轴
3. 望远镜；4. 平衡锤

天体测量仪器，观测人造卫星和寻找彗星的望远镜一般都采用地平式装置，而一些重量很大的大望远镜如苏联 6 米镜、及大型射电望远镜(§3.3)都是采用这种稳定性较好的地平装置的。

2. 赤道式　赤道式的两条轴分别称之为极轴(指向北天极或南天极)和赤纬轴。当望远镜绕极轴（又称赤经轴）旋转时，只改变赤经而不改变赤纬，实际上这就是天体的周日运动圈；赤纬轴是垂直于极轴的，当绕赤纬轴转动时，望远镜始终在同一子午圈上，因此赤经不变(或改变180°)仅在不断改变赤纬。赤道式装置装上转仪钟后就可补偿天体的周日运动，而达到长时间跟踪某一天体的目的。

赤道式装置还有不同的型式，大体上有德国式、英国式、摇

篮式、马蹄式和叉式五种(图3.14)。

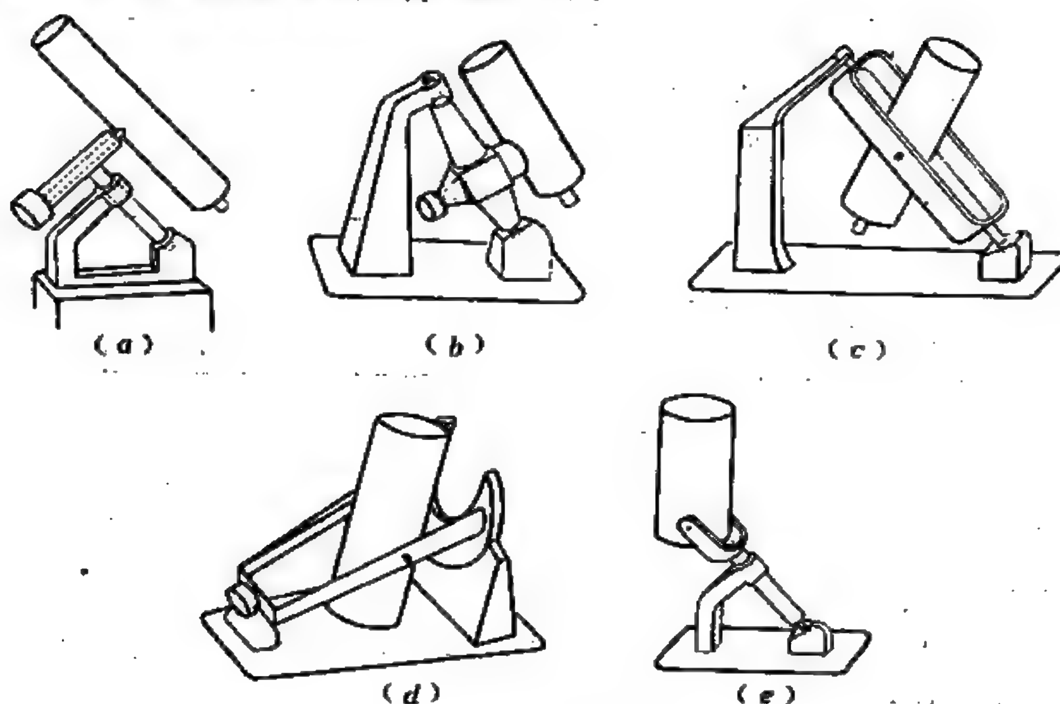


图 3.14　五种赤道式装置

(a) 德国式；(b) 英国式；(c) 摇篮式(美)；(d) 马蹄式(美)；(e) 叉式(美)

七、望远镜的主要参数

许多人常常误解，以为天文望远镜越好，它的放大倍数应越大。实际上决定天文望远镜的光学性能有6个，而其中最重要的参数是有效口径，并不是放大倍数。

1. 口径　也称有效口径，以符号D表示。一般说来，望远镜的口径是指其物镜未被遮掩，真正起集光作用部分的直径。显然，收集天体辐射的能力与D^2成正比。因此在望远镜里，恒星虽然仍然呈现为一个个光点，但亮度却增加了很多倍，而且口径越大，星象越亮，或者说能见到越暗弱的恒星。在作恒星的照相观测时，口径越大，需要的曝光时间越短；反过来，以同样的时间曝光，大口径的望远镜能拍到更暗的恒星。

2．极限星等　也称贯穿本领，以m_l表示。它是指在理想的观测条件下，把望远镜指向天顶时，能观测到的最暗的星等，贯穿本领越大，m_l值也越大。对于目视观测而言，有人统计直径与极限星等的关系可如表3.7。

表 3.7　望远镜直径与极限星等关系

D(毫米)	40	50	60	70	80	90	100	150	600	5000
m_l(星等)	9.9	10.3	10.7	11.0	11.3	11.5	11.8	12.7	15.3	20.1

也有人得到了一个经验近似公式

$$m_l \simeq K + 5\lg D \qquad (3.4)$$

当 D 以毫米作单位时，有 $K\simeq 1.9^m$。作为对照，图3.15列出了一些天体的星等数。

3．相对口径　通常又称光力，以 A 作符号。定义为：有效口径 D 与焦距 F 之比，即：

$$A=\frac{D}{F} . \qquad (3.5)$$

相对口径是观测有视面天体的重要参数，因为在焦平面上，所成的像的亮度与收集的辐射、即口径平方 D^2 成正比，而同时与其像的面积成反比，即 $\propto F^{-2}$，因此，象的亮度与相对口径平方成正比，也即是说在观测行星、彗星、星云之类有视面天体时，重要的不是有效口径 D，而是相对口径 A。由于受到光学原理的限制，望远镜的相对口径不能任意选取。折反射望远镜可以达到较大的值，一般可达1/2—1/3，有的甚至还可以大于1；折射望远镜的相对口径最小，很少能超过1/7的，对于双透镜物镜，相对口径不大于1/15，反射望远镜居于其中，一般为1/3—1/5。

4．分辨角　这也是衡量天文望远镜的又一重要参数，其意义是像点刚能分辨开的两个发光点的角距。望远镜性能越好，其分辨角便越小，分辨本领就越高。一架磨制得很好的望远镜，理论

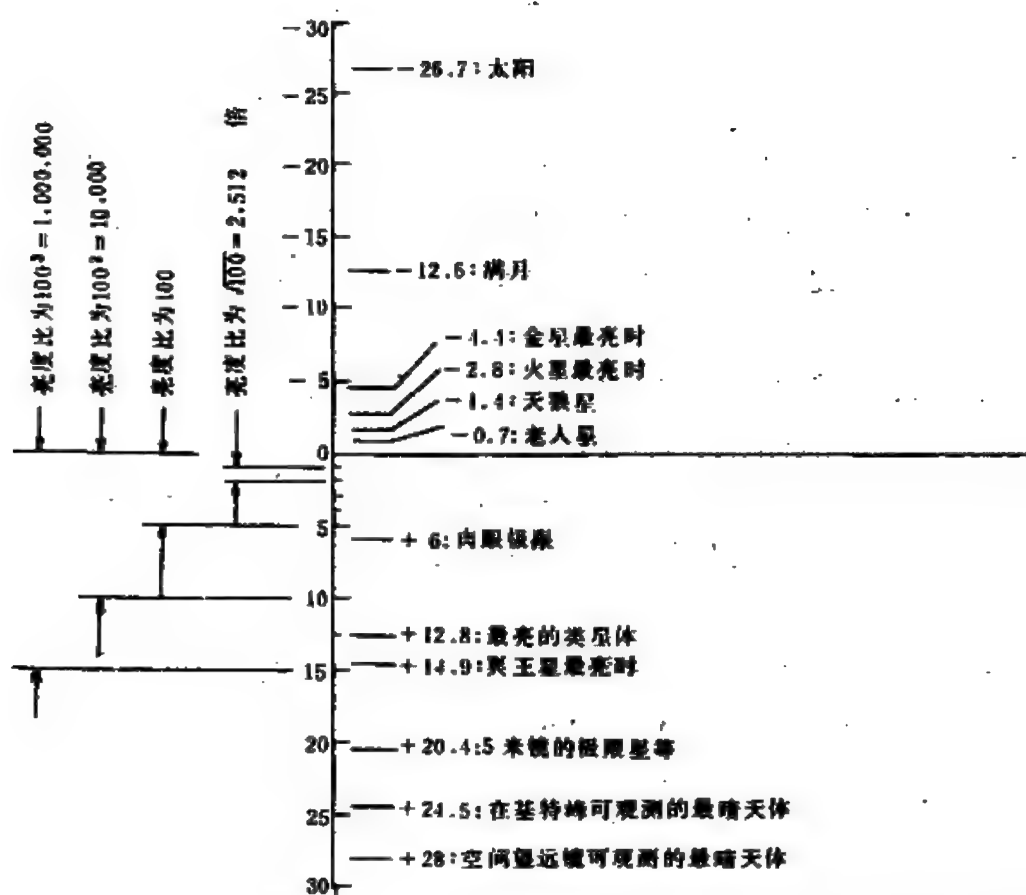


图 3.15　5米望远镜的极限星等与一些天体的亮度

上的分辨角由下式可以算得:

$$\theta = 1.22\frac{\lambda}{D} \quad (3.6)$$

式中 λ 为观测时的波长,单位与口径相同。例如,目视观测时,人眼最敏感的波长为550纳米的黄绿光,照相观测时,最敏感的是440纳米,因此,θ 用角秒,D 为毫米时有:

$$\left.\begin{aligned} \theta''_v &= \frac{140''}{D} \\ \theta''_p &= \frac{110''}{D} \end{aligned}\right\} \quad (3.7)$$

应当指出(3.7)式只是理论值。由于大气湍动等外界因素,望远镜设计、制作等内部缺陷,一般望远镜的分辨角比(3.7)式给出的要大。同时,在地球上,不管望远镜口径多大,由于地球大气的影响,分辨角常不小于1″。

5. 放大倍率或底片比例尺　天文望远镜的放大率是指角度的放大率 G,从图3.16不难看出:

$$G = \mathrm{tg}\omega' / \mathrm{tg}\omega \quad (3.8)$$

由于 ω' 一般都很小,不难将(3.8)式变为

$$G = F/f \quad (3.9)$$

式中 F、f 分别是物镜与目镜的焦距,通常通过改变不同焦距的目镜,使同一望远镜能有不同的放大倍率。

应当指出的是,在天文观测时,一般并不追求过大的放大率。

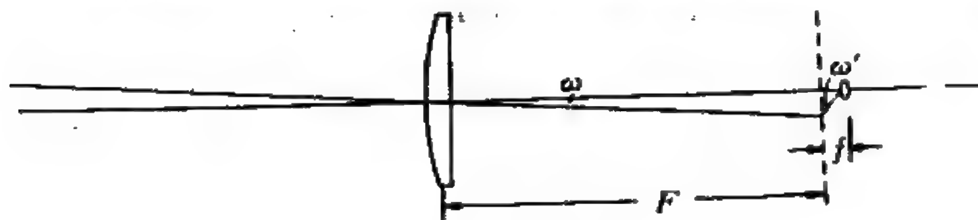


图 3.16　望远镜的放大率

因为对于恒星，不管有多大的放大率，星像仍然只是光点，而大气抖动的影响却增大，造成星像的漂移。对于有视面天体，G 过大后，像变得很暗淡，加上大气的抖动，效果也反而不佳，因此一般控制在30—300倍之间。

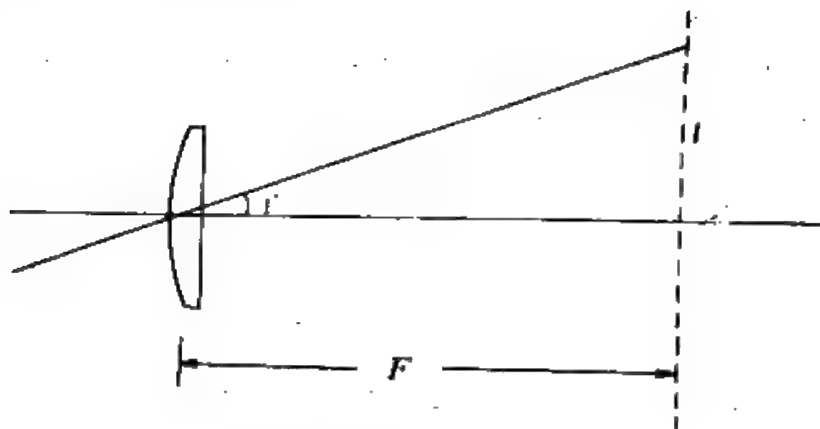


图 3.17　底片比例尺

在照相观测中，目镜被底片盒代替，因此第五个性能指标是底片比例尺——角径为1′的像在底片上的线距离，以 l 表示。如图3.17，不难推得：

$$l=F\cdot \mathrm{tg}1'\simeq 2.91\times 10^{-4}F \qquad (3.10)$$

例如，若一架望远镜的焦距为1500毫米，则由(3.10)式可得其底片比例尺为0.44毫米，用它来拍摄月亮，则满月（角直径为31′）象的直径为13.6毫米。

6．视场　目视观测的视场即是可见天空部分的角直径 2ω（图3.16）。有趣的是视场与口径 D 无关，而仅与放大倍率有关。从图3.16知望远镜的视场 ω，满足下式

$$\mathrm{tg}\omega=\frac{1}{G}\mathrm{tg}\omega' \qquad (3.11)$$

因为目镜的工作视场 $2\omega'$ 通常都是40°，故(3.11)式可化为

$$
\mathrm{tg}\,\omega \simeq \frac{1}{G}\mathrm{tg}\,20^{\circ} \simeq \frac{0.364}{G} \qquad (3.12)
$$

在照相观测时，视场仪是指恒星成像比较好的中央部分的角直径。三类望远镜中，反射望远镜的视场最小，一般都不大于30′。折反射望远镜的视场最大，一般都可达十多度，有的甚至可达几十度。折射望远镜居其中，一般在2 —3 间。

八、分光仪器

研究天体的光谱是天体物理学的一个重要内容。事实上，许多天体的物理性质和参数都来自于光谱分析。但除太阳外，一般所接收到的天体的辐射都十分微弱，因此获得天体光谱的分光仪器通常要借助于大望远镜，天文学上常用的分光仪器有：恒星摄谱仪（有缝和无缝）、物端棱镜、非物端光栅、星云摄谱仪等。

1．恒星（有缝）摄谱仪　获取恒星光谱的主要仪器。它在望远镜的焦平面上放置一个非常精密的狭缝，其两边缘不仅要十分平直，而且要严格平行，宽度还可调节。使用宽度取决于底片分辨率，通常为0.02—0.03毫米，其高度一般为几厘米左右。准直镜把经过狭缝的恒星光又变成平行光射向光栅（图3.18），由于光栅的色散作用，使得恒星光变为光谱而被拍摄下来。

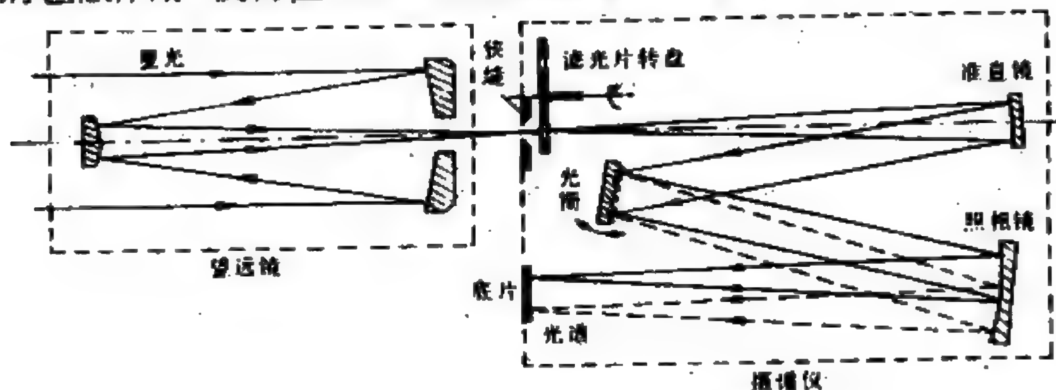


图 3.18　恒星（有缝）摄谱仪光学系统图

色散度$\frac{d\lambda}{dl}$应根据所研究的天体的亮度或研究目的而定，低的色散度仅为20纳米/毫米，而高色散度可达10^{-1}—10^{-2}纳米/毫米。

恒星摄谱仪的一个突出优点是可以同时拍得一系列强度的定标光谱，以便进行"绝对测量"，从而获得有关恒星的许多资料：恒星的视向速度、自转情况，求得它的表面温度、压力、电子密度、化学组成、磁场强度，并推算出它们的直径、质量等重要参数。

2．物端棱镜　在作照相观测时，于望远镜物镜前放一块小顶角的棱镜（图3.19）。恒星光先由棱镜色散、再经望远镜聚焦而成光谱，其角色散度为：

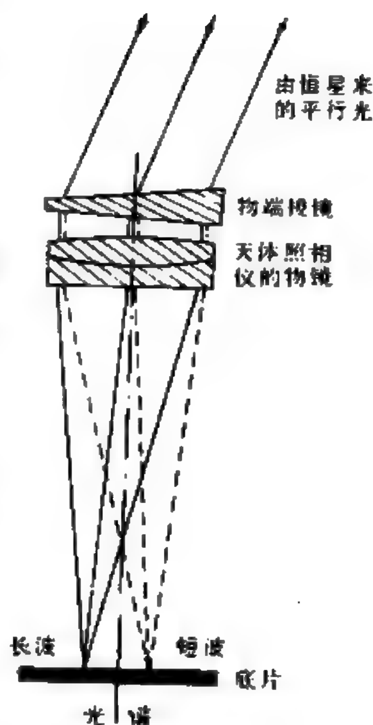


图 3.19　物端棱镜

$$\frac{d\theta}{d\lambda}=-\frac{2\sin\frac{A}{2}}{\sqrt{1-n^2\sin^2\frac{A}{2}}}\frac{C}{(\lambda-\lambda_0)^2} \qquad (3.13)$$

式中 A 为棱镜顶角，如南大天文系的棱镜 $A=15$ ，n 为棱镜折射率，C 为与仪器有关的常数，可通过实测而定出。其负号表示波长减小时，偏向角增加，其线色散度则还与望远镜的焦距有关，但通常在10—100纳米/毫米之间。

物端棱镜的优点是比较简单，因为没有狭缝装置，光的损失较少，能对较暗弱的恒星进行观测，而且它能一次同时拍得视场内所有恒星的光谱资料，对于研究恒星光谱的分类效率特别高。但它也有许多重大的缺陷：棱镜暴露在外，受外界影响较大，所以

光谱的质量比有缝摄谱仪低，同时它无法拍摄比较光谱，所以一般只能作定性分析和半定量的研究。

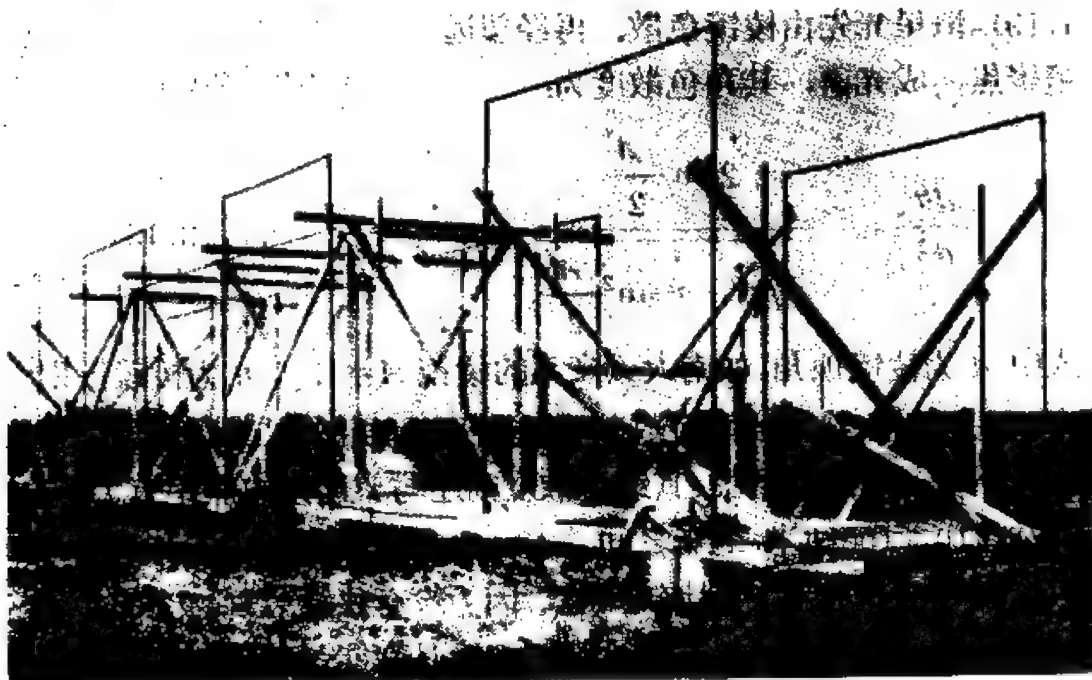
其他分光仪器原理大致相同，不再一一介绍。

§3.3 射电望远镜

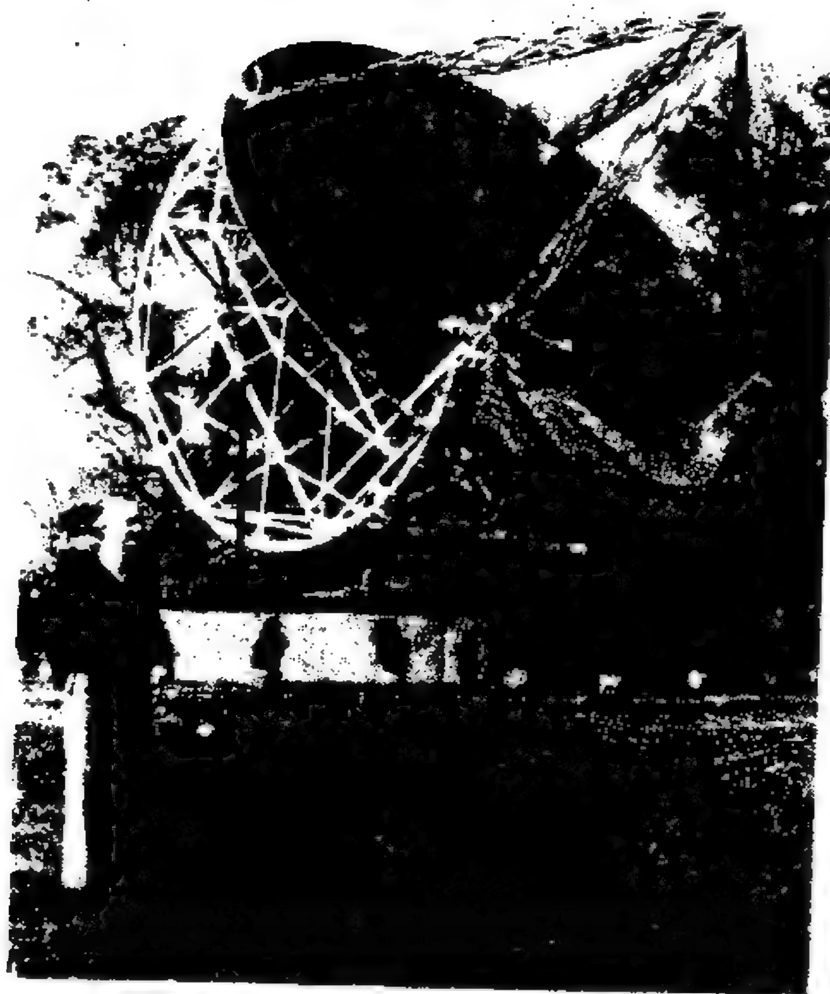
一、发明简史

射电望远镜的发现无疑是二十世纪天文学上最重大的事件之一，它破天荒地使人们了解到，除了光学辐射之外，天体还存在非常有价值的射电辐射。

1931—1932年，捷裔美籍无线电工程师央斯基(K. Jansky)正在埋头研究无线电短波通讯工作，为了探明天电干扰的来源，他制造了一架类似"旋转木马"的天线(图3.20a)进行探测，从而发现



(a) 央斯基的"旋转木马"



（*b*）雷伯的第一架天线

图3.20 最早的射电望远镜

了来自银河系中心区域的射电辐射。

央斯基的发现虽然成了美国许多报纸的"头号新闻"，但学术界却对此无动于衷，没有什么反响。1937年，美国又一位无线电工程师雷伯(G. Reber)继续了央斯基的研究工作，他制造了一台直径9.45米的抛物面天线(图3.20*b*)，用以进行探测，並获得了许多重要的观测资料，但是第二次世界大战使得研究被迫中断，其

间一些射电天文学上的发现亦因属"军事机密"而被封锁在军方。

二次大战结束后，射电天文学脱颖而出，1946年，英国开始建造直径66.5米的固定抛物面，1955年直径76米的现代化射电望远镜已开始在英国工作。此外，其他国家也竞相建造了各种型式的射电望远镜，现代的射电望远镜直径不仅达到了305米（见图1.2）（美国阿雷西博天文台的固定抛物面）及100米（图3.21）（联邦德国的全动抛物面），而且发明了高灵敏度及高分辨率、可获得图象的



图 3.21 联邦德国直径100米射电望远镜

综合孔径射电望远镜，发展了分辨率可达万分之几角秒的甚长基线干涉技术，目前世界上一些最大的射电望远镜可见表3.8。

表 3.8 11架最大的射电望远镜

口径(米)	型　　式	所在地(国家)
305	固定抛物面	阿雷西博天文台(美国)
100	全动抛物面	射电天文研究所(西德)
91	全动抛物面	国家射电天文台(美国)
76	全动抛物面	焦德雷尔班克(英国)
530×30	赤道式(可动)	基础科学研究所(印度)
300×35	子午式	巴黎天文台南锡观测站(法国)
600	环形反射面	专门天体物理台(苏联)
1620	综合孔径25米×11	韦斯特博克射电天文台(荷兰)
5000	综合孔径12.8米×8	穆拉德射电天文台(英国)
1600	十字形天线	悉尼大学射电中心(澳大利亚)
Y 形每臂长42000	综合孔径25米×27	索科罗观测站(美国)

虽然射电望远镜一般得不到光学图象，但它常能观测到光学所见不到的现象。而且除了在短的波长工作的射电望远镜外，它们还是“全天候”的观测仪器，并不受白天黑夜的限制，在浓雾密云下也能照常工作。半个世纪以来，射电望远镜取得了许多重大的发现，大大推动了天文学的发展。

二、基本原理

射电望远镜接收的是天体的无线电辐射，与光学相比，它们都是电磁辐射，因而除了波长范围不一样外，其他没有什么原则性的区别。

经典的射电天文望远镜与光学的反射望远镜一样，利用抛物面把天体的电磁波会聚到前面的焦点上，这个抛物面也常称作为“天线”。通常的射电望远镜包括天线、接收机(包括校准源)、资

料集录设备三大部分(图3.20)。

从波动原理可知，抛物面的精确度应达到工作波长的1/10—1/16。因此，对于米波可用金属网作天线，而在厘米、毫米波观测时，抛物面要用光滑精确的金属板。在抛物面的焦点上有一个收集射电波的装置，称为照明器，它把收到的天体的射电波通过同轴电缆或波导管输入接收机。

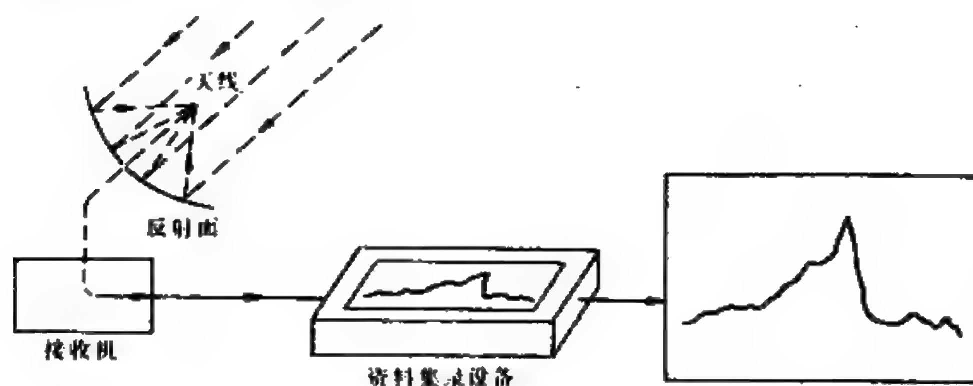


图3.22　射电望远镜的结构方框图

接收机的作用有两个：一是把由同轴电缆或波导管输入的极微弱的电讯号尽可能地放大，现代高灵敏的接收机通常都能把讯号放大10^{12}倍以上；二是通过检波的作用，把高频讯号转化为低频讯号，供集录设备测量和记录下来。

集录设备包括信息处理、记录及显示系统。不同型式、不同目的射电望远镜都有特定的集录系统，现在多数还与电子计算机终端相联接。

应当注意，任何一架射电望远镜都只能在某一波长附近工作，它只能接收所选定的天体某一波长的射电辐射，例如南京大学天文系的太阳射电望远镜的工作波长为3.2厘米，因此对于太阳的毫米波、分米波、米波辐射，它都是无能为力的。这好象光学观测中的单色光观测。

三、基本参数

射电望远镜的基本参数一般只有两个，即灵敏度及分辨率。

1．灵敏度　是指射电望远镜可以观测到的最小讯号，以 S_{min} 表示，或者说在观测强射电讯号时能测得的最小变化的能力。

$$S_{min}=\frac{2kT_s}{A\sqrt{\tau\cdot\Delta f}}\text{ 瓦}\cdot\text{米}^{-2}\cdot\text{赫}^{-1}\quad(3.14)$$

式中各量的物理意义如下：S_{min} 为可检测的最小功率流量密度，即灵敏度；$k=1.38\times10^{-23}$焦/开，即玻耳兹曼常数；T_s 是系统的噪声温度，Δf 是接收的频带范围，A 为天线的接收面积，τ 为信号检测积分时间，单位为秒，Δf 为接收带宽，单位为赫。

从(3.14)式可知，灵敏度固然与天线的大小，即接收面积 A 有关，但常常还取决于其他因素，尤其是"噪声"。现代电子学技术可以设计制造放大倍率极高的接收机，但是由于电子器件中电子的热运动，接收机本身就有无法消除的噪声，加上外界的干扰(而它们也同样会被接收机所放大)，所以对于固定的天线而言，灵敏度实际上是由信号与噪声之比——信噪比——决定的。因而在无法增加 A 的情况下，最有效的办法是降低 T_s。近年来，低噪声器件的发展比较迅速，这为提高射电望远镜的灵敏度创造了很好的条件。

2．分辨率　也称为分辨本领，与光学望远镜相类似，它是指能够区分两个彼此靠近的相同点源的能力，常以分辨角 θ 来量度。

从电子学中得知，天线本身是有方向性的，而且常用其功率方向图(图 3.23)来表示，方向图上 Z 方向功率最大称之为主瓣。向径表示该方向接收功率的大小，两个半功率点之间的夹角 θ 称之为主瓣宽度，同时也是分辨角。

由(3.6)式知道，射电望远镜的分辨角与天线直径成正比、与

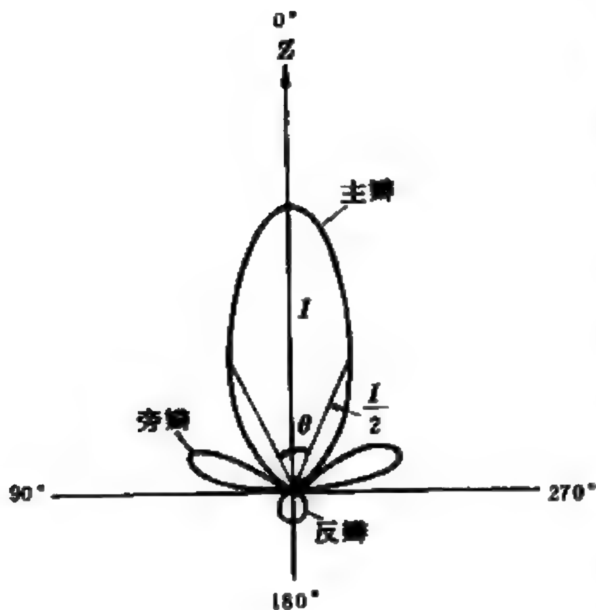


图 3.23 天线的功率方向图

接收波长成反比，所以一般都比光学望远镜差得多，例如雷伯造的第一架射电望远镜 $D=9.45$米，$\lambda=1.87$ 米，其分辨角竟达13.8°，相当于27个月球的视直径。难怪当时人们对这样的望远镜不屑一顾了，它根本无法识别辐射源在什么具体的方位。

四、射电望远镜的分类

按设计的要求不同，射电望远镜因天线孔径的构成方式不同而分为连续孔径和非连续孔径两大类。连续孔径是最简单的一种，其天线孔径为接收单元所布满，而后者则并不布满，主要是各类射电干涉仪。

从机械装置看又可分为三种：

（1）全可转型，又称可跟踪型：它可以迅速改变天线方向，并长时间跟踪观测天体，因此是射电望远镜使用最广泛的一种，各种形式的现代射电望远镜中的基本单元也都是这种全可转型，如著名的英国76米及联邦德国的100米，都属这种形式。同样，由于两个互相垂直的转动轴不一，也有地平式、赤道式之分，但多数大型射电望远镜都取地平装置。

（2）部分可转型：由于地球本身在自转，或者说天体有周日运动，因此有一类射电望远镜设计成仅能改变赤纬指向，赤经方向则是作周日扫描，故又称子午式。一些“带形射电望远镜”常采用这类结构，其优点是建造的精度很高，且适合多频段的工作，如法国南锡观测站的仪器就属这类系统。

（3）固定型：主要天线的反射面固定不动。这样可以减少工程上的巨大困难，大大降低建造成本。这种反射面是球面，没有主光轴，因而可以接收较大角度范围内的天体射电辐射，同时又可采用移动照明器或改变馈源位相的办法，使其方向来回移动。例如在美国阿雷西博的305米射电望远镜就是这种形式。

射电望远镜的种类远比光学望远镜繁复多样，因此，它的分类也有不同的准则。例如按外观，天线的形式则可分为抛物面、抛物柱面、球面、抛物面截带、喇叭、螺旋、行波、偶极天线等多种；而按功率方向束则常常又可分为扇束、铅笔束、多束等几种；按工作类型可分为全功率、扫描、快速成象等三种；按观测目的又可分为测绘、定位、定标、偏振、频谱、日象等六种……。

五、射电干涉仪

射电望远镜开始并不受人重视，这主要是它的分辨率太低，使观测资料的价值不大，因此提高分辨率是最重要的关键。各种类型的射电干涉仪就是为此而发明制造的。

1．原理　干涉仪的基本原理就是电磁波的干涉原理，不妨以最基本、也是最简单的一种——双天线射电干涉仪来说明之（图3.24a）。将 A、B 两个取向一致的天线分别放于东西方向的基线两端，并用两条性能相同、长度相等的“馈电线”连接到同一个接收机上，这就组成了最简单的双天线干涉仪。

这样当它们观测一个与基线的垂线成 θ 角的射电源时，射电波到达 B 的路程比 A 多走的程差 $BC=D\sin\theta$，若程差是 $\lambda/2$ 的偶数倍，则两信号同相，强度相加；而若程差为 $\lambda/2$ 的奇数倍，则两信号相位相反、互相抵消。故成为图3.24b 那样的干涉图像，从而大大提高了分辨率。在理想情况下，其分辨角 $\Delta\theta$ 由下式决定：

$$\Delta\theta\simeq\frac{\lambda}{r}\ . \qquad (3.15)$$

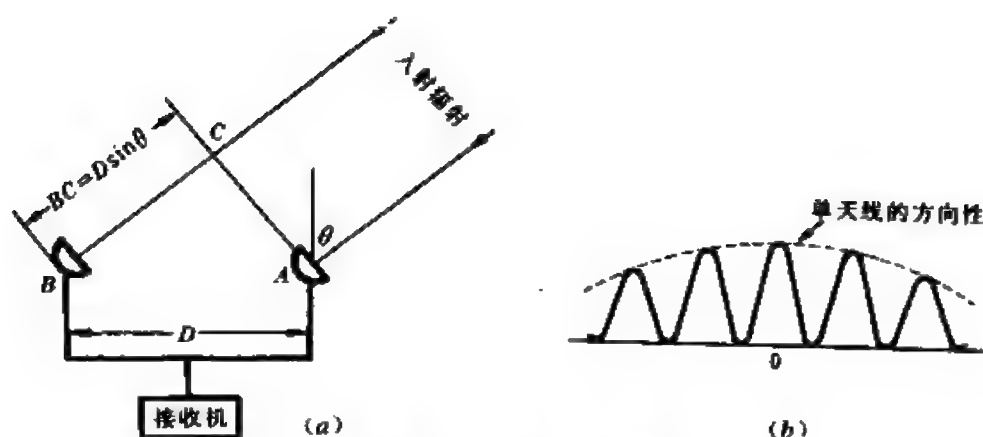


图 3.24 双天线干涉仪
(a) 工作原理图; (b) 方向图

式中 r 是基线长度，要求有 $r=n\lambda$。显然设计长基线比增大望远镜口径容易得多，但如果在单天线方向图的范围内不止有一个源，或源的角径(如太阳)大于相邻两方向瓣的角距，则所得的信息仍将是混淆不清的。

后来又发展了其他类型的干涉仪，如用多个天线等间隔地排在一条直线上，若相邻两天线间距为S，天线数目为N，则干涉瓣的主瓣半宽 $\Delta\theta\simeq\frac{\lambda}{NS}$，两干涉瓣之间的角距 $\delta\theta\simeq\frac{\lambda}{S}$，这样，即使基线长度不变，只要增加天线数目，$S$即减小；$\delta\theta$ 迅速增大，从而也可有效地提高分辨率(图3.25)。

2. 几种重要的干涉仪 （1）米尔斯十字：双天线、多天线干涉仪仅仅只提高了一维方向的分辨率。对于有视面天体的观测则就显得不能满足要求。为此，澳大利亚的米尔斯(B. Y. Mills)设计并制成了一种十字天线(图3.26)，可以直接获得二维的高分辨率，两组天线分别排成东西向和南北向。

米尔斯十字的最大的优点是以简单的排列获得了很高的二维分辨率。例如六十年代制造的澳大利亚莫朗格洛的一架米尔斯十字由长1600米，宽12米的两个抛物柱面组成，在其两个工作波

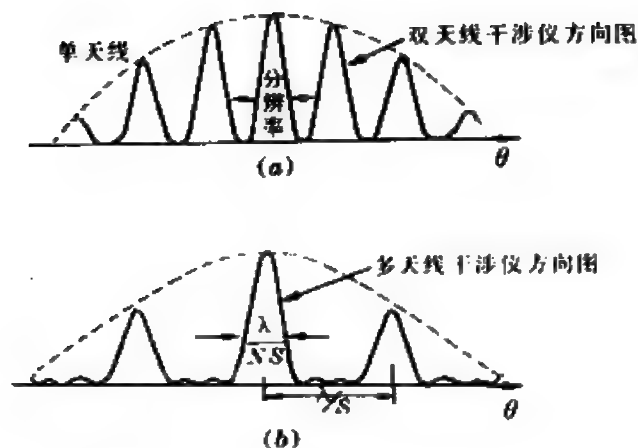


图 3.25　多天线干涉仪的方向图
(a) 双天线；　(b) 多天线

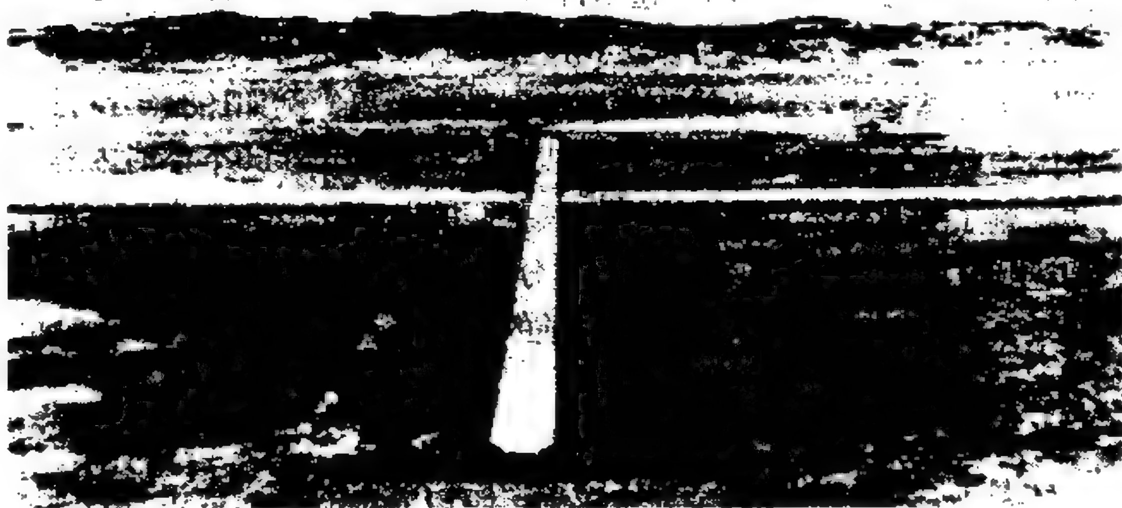


图 3.26　米尔斯十字天线

长——73厘米和270厘米处的分辨角分别为1.4′及5.8′。

（2）复合干涉仪：将多天线干涉仪的信号分别送入可以起乘法作用的相关接收机中，便组成了复合干涉仪。它通常由两部分组元组成。一个组元就是普通多天线干涉仪，另一组元则可以是

一个大天线，也可以是多天线干涉仪。由于它们的讯号在相关接收机内构成相关干涉系统，所以分辨率只取决于阵中的最大距离，从而提高了效益。例如，我国北京天文台密云站的一架由16个天线组成的多天线干涉仪①，分辨角为2.1′，但在同一基线方向上加上四个天线构成复合射电干涉仪，则分辨角可减小到1′。

(3) 甚长基线干涉仪(VLBI)：通常双天线干涉仪的基线不过几百米长，由于同轴电缆线的限制，使得基线不能无限增大。开始，一些国家的天文学家先后采用微波接力来代替电缆线，使基线长度达到了100千米以上。但是微波在传输过程中，存在有相位不稳定的问题，使得其使用受到了限制。

六十年代的甚长基线干涉仪开创了崭新的局面，它完全消除了电的连接问题。这种新技术可以把各个单个干涉仪与稳定度极高的原子频率标准相联接，其输出的信号又连同精确的时间标志同时记录于磁带上，然后一起由计算机进行统一处理(图3.27)，这样使干涉仪的基线不仅可以达到洲际的长度，原则上还可以将一端置于月球之上，即基线的长度达到月地距离。例如1981年11月中国与联邦德国搞了一次甚长基线干涉仪测量，在50个小时内总共观测了十几个类星体射电源，其基线的长度达8200千米，分辨角达到0.002″。目前，这类设备的分辨角最好的已达到0.0002″的记录，大大超过了光学望远镜目前的水平。

六、综合孔径射电望远镜

射电望远镜接收的是射电辐射，所以显示的是射电讯号的强度和位相，并不是辐射源的具体图象。

英国射电天文学家赖尔(M·Ryle)经过多年研究，终于制成了一种具有很高灵敏度、很小分辨角、能够成象的新型射电望远

---

① 目前该仪器已改成了综合孔径射电望远镜，可做更好的工作。

镜——综合孔径射电望远镜。这项重大的技术突破，使得赖尔荣获了1974年诺贝尔物理奖。

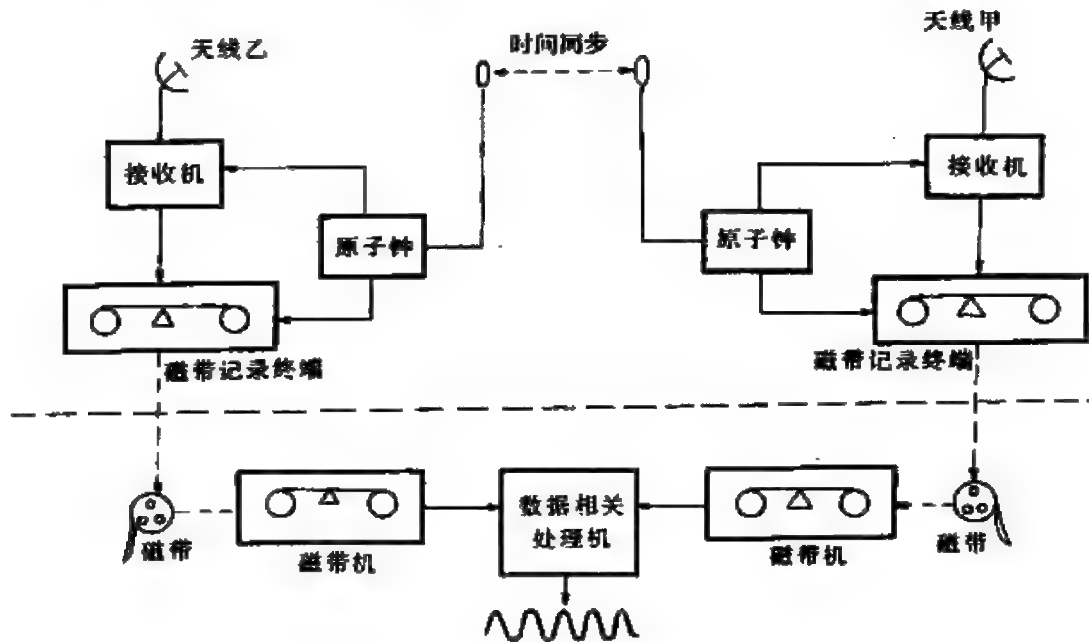


图3.27 甚长基线干涉仪系统原理图



图3.28 甚大天线阵，Y形每臂长21千米

这种射电望远镜特别适合于观测不变的射电源，它的成像原理与电视成像的原理有一定的类同之处。把一个天线 A 作为固定不动的"参考天线"，天线 B 则逐次进行扫描，把讯号变成"亮度"，并通过一定的处理就可得到一张图象。

现在世界上很多国家都在建造大、中型的综合孔径射电望远镜，也有的是利用其他型式的干涉仪进行改装，当前世界上最大的综合孔径射电望远镜是美国国家射电天文台的甚大天线阵(VLA)，它有27个天线，每具天线的直径为25米，排列成"Y"形状（图3.28），每臂长21千米，在厘米波段处它可以在8小时内获得一张分辨角达到角秒量级的图象，其清晰度不比任何最好的光学照片逊色。

§3.4 其他波段的观测和探测器

对于大气窗口以外波段的观测是在大气层外或高层大气中进行的。四十年代时，人们只能借助于高空气球和探空火箭做一些初步的、有限的工作，人造地球卫星上天后，则逐步使空间天文学成为一门迅速发展起来的分支学科。有人认为，它可能成为将来天文学又一次革命的触发剂。

由于空间观测已突破了地球大气的屏障，使光学观测也得到了极大的改善，更重要的是使红外、紫外、X 射线、γ 射线的观测迅速发展起来。

一、红外观测

最早发现天体有红外辐射的是威廉·赫歇耳，但由于大气吸收及观测技术两方面的原因，红外观测直至二次大战后才陆续取得了一些重要成果，尤其是 1961 年美籍华裔天文学家黄授书

(S.S.Huang)预言的红外星于1965年得到了美国天文学家的观测证实，更是红外观测的一个重要里程碑。

一般说来，天体的红外辐射都是十分微弱的，所以红外观测的关键是提高接收的能力及抑制背景噪声。

红外波段与可见光红端相近，因此红外望远镜常常与光学望远镜有许多类同和相似之处。正因为如此，不少大型地面光学望远镜也正在进行一些改装，使它同时也可从事红外观测。但它毕竟与光学望远镜不一样，它最后的终端设备与光学观测迥然不同，它成的图像也与光学像大相径庭。它需要采用调制技术——抑制背景干扰、使天体的红外辐射变为交流信号以便处理，同时还可采用干涉方法提高它的分辨本领，而它对镜面的精度要求也因波长较长而相应较低。美国在六十年代中期作红外巡天时，观测到了红外星及各种红外源——太阳系天体、星云、银核、河外星系、类星体等等，从而证明了红外观测也是一种强有力的手段。

除了地面进行红外观测外，随着航天技术的发展，越来越多的红外望远镜被高空飞机、气球、火箭、宇宙飞行器带上了高空或宇宙空间进行高效率的红外观测。

目前地面上最大的红外望远镜在美国，口径为10米，装上气球的最大口径为1米。

二、紫外观测

紫外是指介于X射线和可见光区之间的频谱范围，即波长为10—400纳米，不仅地球大气对紫外辐射有严重的吸收，就是到了地球大气之外，非太阳系天体的紫外辐射也受到星际气体的吸收影响，而只能在91.2—300纳米的范围内作有效的观测。当然对于太阳系天体，是不受星际气体的限制的。

目前，紫外观测常与传统的光学观测密切配合进行，在方法和技术上也有许多相通之处，但是它对透镜的材料有特殊的要求，

对反射镜则要在铝反射层外加适当的保护层，以得到较好的反射性能。

通常元素的中性和电离态的共振线大多集中在紫外区，而这种共振线对于天体的物理状况、化学组成最为敏感。因此，紫外观测是天体物理研究的一个重要组成部分。

紫外观测对于太阳、早型星、太阳系天体及星际物质的研究亦有特殊意义。根据观测研究对象而言，有太阳紫外望远镜和恒星紫外望远镜两类。由于太阳较近，辐射较强，又不受星际物质吸收影响，它一般采用反射镜，口径要求不高。而恒星的紫外辐射比太阳至少弱6—7个量级，因而要求灵敏度很高，口径不小于25厘米。

紫外望远镜大多投入空间观测，如轨道太阳观测台(OSO)、轨道天文台(OAO)"天空实验室"(SL)等，至少也得装在探空火箭上，飞到30千米以上的高层大气中，才能避开大气中臭氧层对它的强烈吸收。

三、X射线观测

天体的X射线是完全到达不了地面的，因此只有当人造地球卫星上天之后，它才能获得重要的观测成果。早期集中于太阳的X射线辐射研究，现在则因为一系列天文卫星，如高能天文台(HEAO)探测到了1000多个X射线源，从而使X射线天文学蓬勃的发展起来。

X射线辐射的波段范围一般取为0.01—10纳米，能量较高(波长较短)的称硬X射线，能量较低的称软X射线。硬X射线都无法成像，所以都用粒子计数器之类仪器进行探测。对于软X射线，除了计数器外，还有X射线针孔成像及掠射X射线望远镜两种重要仪器。1960年4月，美国布莱克(R. L. Blake)等人用针孔直径为0.127毫米的针孔照相机获得了太阳的X射线照片，并算出

了X射线的流量。早期时，它比较粗糙、分辨率较低，现在则已得到了分辨角小于1′的0.8—2纳米波段的太阳X 射线像。

X 射线的性质决定了它必须使用反射式：因为当入射角不大时，它会被反射面吸收，而在入射角很大时则又变成全反射，因而人们制造了掠射X 射线望远镜，它常采用两个共轴同焦的旋转圆锥面(一个为抛物面，一个为双曲面)的光学系统(图3.29)。

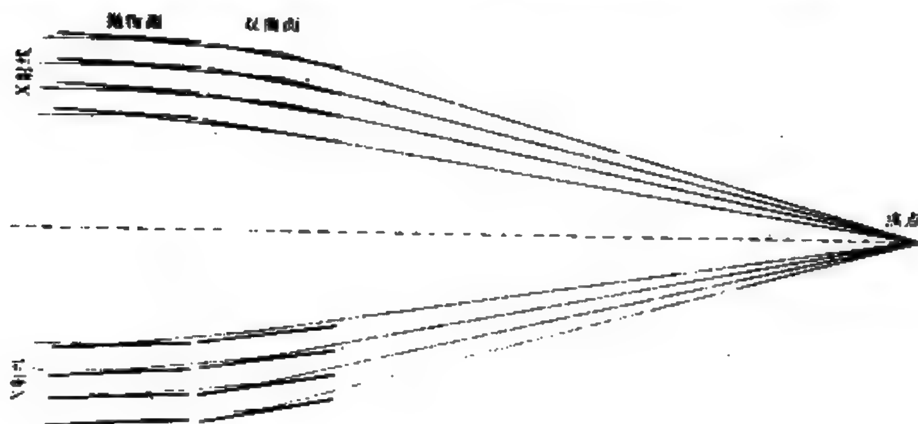


图 3.29　掠射X 射线望远镜的工作原理

观测恒星 X射线辐射的掠射X 射线望远镜同样也要求有更大的有效集光面积和高灵敏的探测器，除此之外，与观测太阳的仪器没有太大的区别。

X 射线观测已取得了巨大的成果，如太阳上的冕洞(图7.19)，已证认出多种X 射线源，其中有超新星遗迹、X 射线脉冲星、双星及星系层次中的强射电星系、赛弗特星系等。同时，有人还认为，X 射线源可能也是寻找黑洞的有效手段之一。

四、γ射线观测

γ 射线观测的仪器是实验室内常用的那些粒子探测器，如闪烁计数器、火花室、切伦科夫计数器等，而不是那种传统的“望远镜”。这有两个原因，一是因 γ 射线的波长比X 射线更短，小于

0.01纳米，而望远镜镜面的精度是与波长 λ 成正比的，这样技术上就有巨大的困难。另一个原因是 γ 射线的能量很高，大于几十万电子伏，对于物质有很强的穿透能力，而不反射，只是对于那些能量高于10^{11} 电子伏的 γ 射线辐射，由于它在地球大气中会引起相应的切伦科夫辐射，才可以利用地面大望远镜对于这种辐射进行间接观测。

在通常情况下，天体的 γ 射线辐射流量极其微弱，而仪器的背景流量却很高，加上仪器上的问题，使得 γ 射线观测的进展不如X 射线迅速。例如，对于超新星，理论上虽早已预言了超新星遗迹有 γ 射线辐射，但至今资料仍很少。太阳的 γ 射线探测直到1958年才有比较可信的观测资料(但具体的能量还不清楚)、较完整的结果还是七十年代的“轨道太阳观测台(OSO)-7”观测到了1972年8 月两次强耀斑事件后得到的。

五、探测器

探测器是将天体辐射能转换为可测信号的器件，它的种类极其繁多，功能也各不相同。广义的说，望远镜、用于天文观测的人造卫星、航天飞船整体都可算作一个探测器。最简单、用得最多的探测器就是人类自己的眼睛。

探测器一般有几个性能指标：

（1）量子效率：它主要描述探测器接收并记录信息的能力，以入射光子数与产生光子事件数之比来衡量。

（2）响应度：即输出信号与射入的辐射信号的功率比，故它又称之为灵敏度，好的探测器应当具有线性的特性。

（3）分光响应：也称分光灵敏度，是指单色辐射时的灵敏度，有的探测器对所有波长一样灵敏，称为非选择性的，但大多探测器都有选择性。

（4）探测率：探测器能探测到的最小辐射功率之倒数。它主

要受到仪器的噪声所限制。

（5）分辨率：探测器的分辨率仍可借用（3.6）式的分辨角来表证，分辨角越小，分辨率就越高。

天体的辐射大多十分微弱，因此用作天文观测的探测器有很严格的要求，不仅要求它有很高的量子效率和高探测率，还要求有宽敏感波段和高灵敏度、高分辨率。能满足或部分满足这些要求，因而用于天文观测的探测器有人眼、照相底片、各种光电探测器及许多其他器件（表3.9）。

表 3.9 不同波段辐射常用的探测器

辐射名称	波长或粒子能量	常用的探测器
射电波	＞1 毫米	偶极子天线、波导管（配合接收机）
红外光	1 毫米—700纳米	红外底片、锗测辐射计、硫化铅光电池
可见光	700—400纳米	人眼、照相底片、光电倍增管、光电二极管阵、像增强器　电荷耦合器件
紫外光	400—10纳米	光电倍增管、紫外底片
X 射线	10^2—5×10^5电子伏	光电倍增管、核乳胶、正比计数器、闪烁计数器
γ 射线	5×10^5—10^9电子伏	闪烁计数器、火花室、切伦科夫计数器
高能粒子	＞10^{10}电子伏	电离室、火花室、切伦科夫计数器

六、最常用的几种探测器

1．人眼　人类自己的眼睛是使用最广泛的探测器，而且人眼也是比较灵敏的探测器，可以发现相当微弱的辐射。实验表明，正常人眼的灵敏度——所能觉察到的最小辐射是5×10^{-17}瓦，即能探知5—14个光子的作用。对于颜色也有非凡的判别能力，最敏感的波长在550纳米附近。

人眼的瞳孔直径最大为6—8毫米，在白天仅为2毫米左右，根据（3.7）式不难算得在理想条件下，人眼可分辨0.5′，但由于种种客观原因，一般仅达到1′左右。对于天文观测而言，这是远远

不够的。在分辨亮度的差别上，人眼的极限是仅能识别1%以上的亮度差。另一个缺陷是人眼的“视觉暂留效应”，这使它无法计数来自不同瞬间的光子，再加上它对辐射的反应是非线性的，这样使人眼无法进行较准确的定量测量。

2. 照相底片　照相技术对于天文学的发展作出了特殊的贡献。它不仅用来记录天像，而且广泛应用于精密定位、光度测量和分光测量中。经过一些特殊的处理，天文照相底片工作的波长也可扩充到红外与紫外波段。

照相底片以照相密度(也称黑度)的方式来记录天体辐射的强弱。底片上天体像的密度 D 是这样定义的(图3.30)：

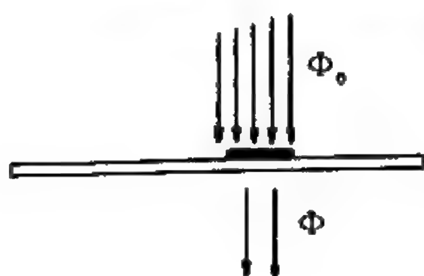


图 3.30　密度 D 的定义

$$D=\lg\frac{\Phi_0}{\Phi} \qquad (3.16)$$

式中 Φ_0 和 Φ 分别表示入射的和出射的辐射流，天体的辐射越强，底片上的象越暗，Φ 越小，密度 D 就越大。

研究表明，密度 D 与曝光量 H 的关系是一条很复杂的曲线——底片特性曲线，其中有一段线性部分，照相观测必须正确把握住使曝光量控制在这线性部分。

与人眼相比，照相底片有许多可贵的优点。如它可以把微弱辐射累积起来，所以同样的望远镜，照相观测通过长时间曝光可以观测到比肉眼更暗的天体，即照相极限星等比目视常可提高1—2星等。此外，它还具有客观性、文献性等长处，与光电等探测器相比，则它又以低廉、方便等优点见长。

底片的缺点也是显而易见的，它的量子效率很低。研究表明，入射光中只有百分之几的光子起到了成像作用，例如用其他灵敏的探测器，在口径1米的望远镜上可取得与5米大望远镜照相观测相媲美的结果。另外，由于底片的颗粒性，使它的分辨本领也

受到很大限制。颗粒性和玻璃层、乳胶层都会对天体像造成某些歪曲。照相也不能记录天体的瞬时变化，所以也有它的局限性。

3．光电器件　有些物质在受到一定频率的光的照射后，能够释放出电子、产生电动势，这就是通常所说的光电效应。利用这种性质可以进行天文观测，常用的有光电管、光电池、光敏电阻及光电倍增管等等。

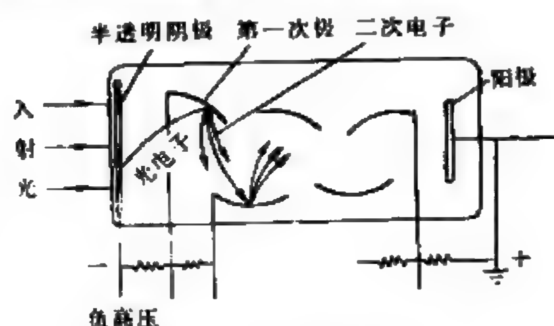


图 3.31　光电倍增管原理图

光电器件的灵敏度一般都很高，尤其光电倍增管（图3.31）可以把初级阴极放出的电子数放大10^8-10^{10}倍。因而是探测微弱辐射的有力工具。此外，它的输出电流与入射光子是成正比的，所以它可以用作精密测量，还可测量天体的快速变化。

光电管的缺点是随着使用时间增长，灵敏度会下降——衰老现象。就是在同一次使用过程中也会出现疲乏现象，而且辐射越强，疲乏现象越严重。

七、一些新型的探测器

光电像转换器的出现使电子接收器出现了一个很大的飞跃，它们既有光电倍增管定量测光的能力，又能如照相那样变为可见的图象，因此很快地发展起来，逐步用于天文观测之中。

1．电子照相机　1967年法国巴黎天文台研制出一架电子成象机，它灵敏到足以探测到单个光子。现在的电子照相机可以高效率地记录天体的精确图象，特别适合于暗弱天体的测光和分光工作。

电子照相机的基本原理和结构都比较复杂。简单说来，它的光子图象形成在光电阴极上，由入射光所打出的光电子被电子光

学聚焦并成像在对电子敏感的照相乳胶上。它大致分为三个部分：光电阴极、电子透镜及底片(图3.32)。

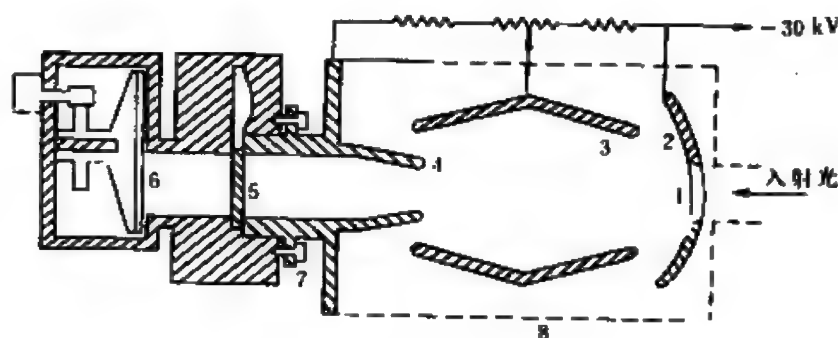


图 3.32 电子照相机结构图

1.蓝宝石上的光电阴极；2、3、4.电子透镜的电极；5.高真空阀门；6.底片盒；7.阀门操作机构；8.硬屏蔽套

2．像增强器　又称为像管，它的组成与电子照相机很为相似，所不同的是后面底片改成荧光屏而已。因此成的像既可用肉眼直接观测，也可以用底片记录下来。用几个单级管串联后，亮度可增益10^3—10^5倍，曝光时间可以缩短到普通照相的千分之一，这对于红外谱区尤其重要，因为普通底片对红外波段很不敏感。增益的提高使分辨率有所损失，一般单级像管的图象分辨力为每毫米80—100线对，而多级像管则减少到20—50线对。

3．光子计数照相机　第一台光子计数照相机诞生于1970年，它的效能极高，能精确地探测同单个光子相应的信号，甚至可以用来观测那些亮度比天空背景还暗的极微弱天体，因此把它放于摄谱仪后，就能得到暗弱天体的光谱，这是难能可贵的优点。但要注意它绝不能用来观测亮的天体。

4．电荷耦合器件(CCD)　七十年代初期，科学家们便在设想制造大功率的电荷耦合器件——CCD[1]，这种耦合器件利用金属

---

[1] CCD是英文Charge Coupled Device的缩写。

中的电子序列能造成一些位阱，把一些荷电质子"囚禁"其中。当一些电极的电位有所改变时，这些电荷便可以无损耗地从一处流向另一处，而且其流动前后的电容量也几乎保持不变。这样，人们便可使得一些电荷在晶体放大器的结上直接跃进，消除了一般接收器无法避免的"解读噪声"。现在一些较好的CCD装置中解读的精度达20e(e即表示电子电荷)。

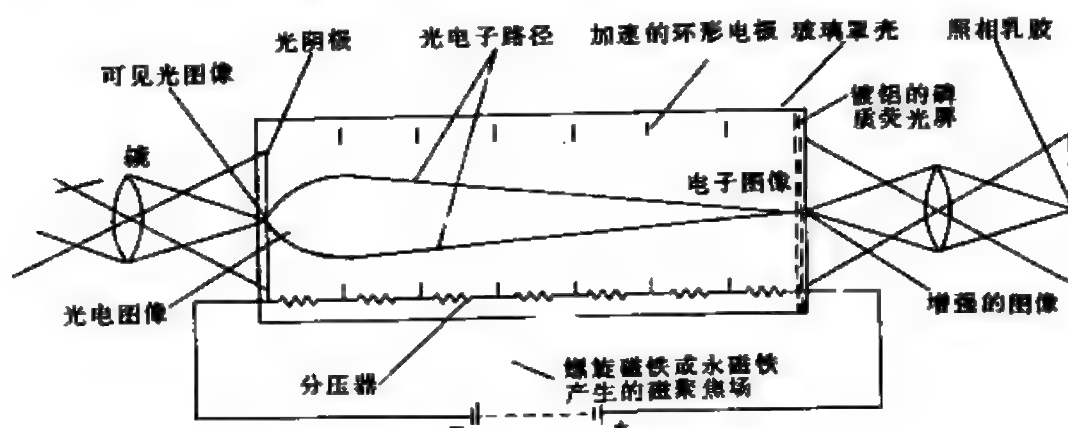


图 3.33　像管工作原理图

CCD又是固体元件，因此可以实现微型化，比较安全可靠，现在已成为空间探测和地面观测的理想器件之一，而且其重要性正在与日俱增。它装于光学望远镜终端，可使极限星等提高3—5等。美国有人用5米望远镜加上CCD于1982年10月16日最早探测到了亮度为24.2^{m}的哈雷彗星(5米望远镜的极限星等为20.4^m)；值得指出的是CCD还可用于其他波段，如红外，可以探测正在星际云中逐渐形成的恒星。

CCD还可用来改装光子计数照相机，所以有人认为，CCD不久即将完全替代光子计数照相机。

§3.5　天体测量仪器

准确测定天体的方位是十分重要的，它曾经促使人类对于宇宙的认识发生深刻的变化，天体测量的发展使托勒玫地心学说日益破绽百出，从而导致了哥白尼提出日心学说；火星位置8′的误差，促使开普勒埋头研究，并发现了行星运动三大定律，后来，海王星的发现，爱因斯坦广义相对论的验证都离不开天体的精密定位工作。事实上，近年来的科学进展已使天文学家能把测定角距的精度提高到10^{-3}角秒的水平，而对月球距离的测定则达到10^{-2}米的量级。

一、综述

天文学是从测定天体的位置开始发展起来的。用以测定各类天体的位置和距离的天文仪器统称为天体测量仪器。

虽然光学天体测量的仪器种类繁多，但由于其工作的性质决定了它们有共同的特点——长焦距，而对口径的要求反而不高，所以它们都是折射式的望远镜。早期的有六分仪和经纬仪。前者用于飞机和海轮的定位工作，后者则是大地测量的主要仪器。精密测定天体坐标的有子午环、天体照相仪等，还有许多仪器如中星仪、等高仪、照相天顶筒及天顶仪等，则主要是用来测定世界时(即地理经度)及极移(从纬度变化而得)。

在望远镜发明之前，中国的郭守敬、欧洲的第谷都可堪称观测的一代宗师。第谷留下的许多资料表明，他的观测精度已在4′以内。望远镜发明之后，测量的精度飞速提高，二十世纪五十年代后，光电记录法逐步得到普遍的应用，加上日益发展的电子技术及计算机控制，一方面使得天体测量工作日趋自动化，消除了

人为的误差，另一方面仪器本身也有了巨大的进步和提高，使得它的观测误差已小于大气反常折射[①]所引入的测角误差。

六十年代开始发展起来的甚长基线射电干涉仪也逐步运用到天体测量中，它使定位观测的精度一下提高了几个数量级。由它测定的河外射电源的位置误差仅只±0.001″，它还能使人们对银河系的射电源进行精确测距。

此外，在测距中现在还常运用雷达及激光、人造地球卫星等先进手段，使一些基本天文常数(如天文单位)及月地距离值等的精度都有了极大的提高。

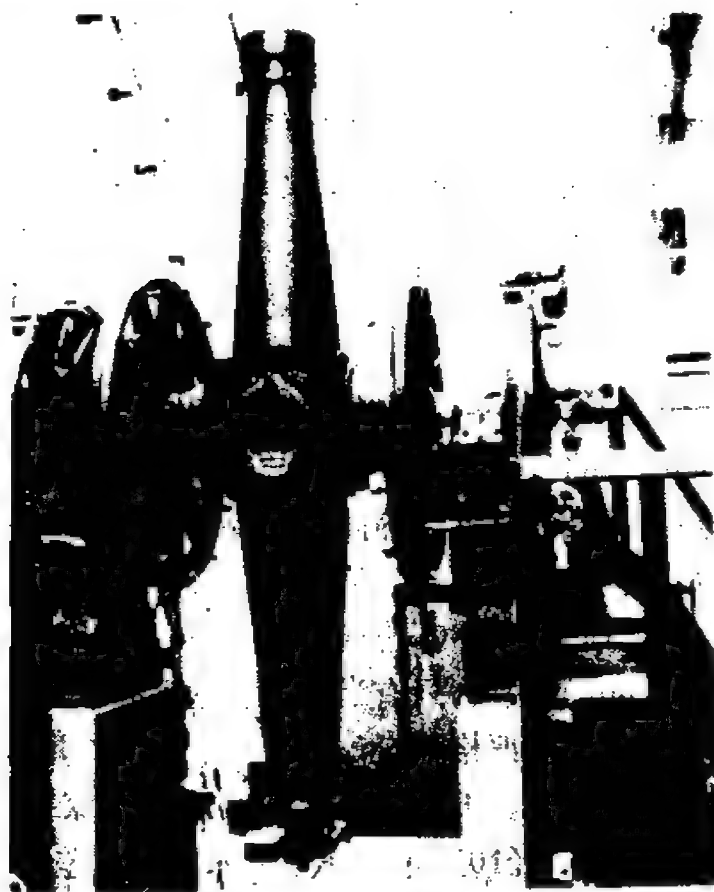


图 3.34　子午环

① 由于观测者周围环境及气象因素(温度、气压、水汽(量)变化引起大气层的变动造成的大气折射，称之为反常大气折射。

二、子午环

子午环是测定恒星位置的最主要仪器，也曾被誉为最精密的天文仪器（图3.34）。子午环的口径一般为10—20厘米，焦距为1.5—2.5米，其有效视场大约为0.3°。子午环与一般望远镜所不同的是仅有一条东西方向的水平轴，使它能在子午面、也只能在子午面内转动，因而得名。这样来观测天体过子午圈的时刻和天顶距。在水平轴上套有一个直径较大的精密的垂直度盘，并配有若干对读数显微镜，过去都是用目视来观测、读数的，现在大部分已采用光电系统或照相记录，并把观测数据直接输入电子计算机归算、储存。

子午环一般用以观测亮于9等的恒星，一次观测（一颗星中天）的时间一般不超过两分钟，而赤经的误差在±0.20″—±0.30″，赤纬的误差则在±0.30″—±0.45″间。

三、等高仪

等高仪是用以观测两颗或多颗恒星相继通过一个固定天顶距——等高圈——的仪器。记录它们分别到达等高的不同时刻，即可算出观测点的经度和纬度。等高仪主要有两种：

1．棱镜等高仪　最初有45°及60°两种，现在已多采用60°的结构，即用以观测地平高度60°的等高圈上的恒星（图3.35）。它在物镜前端有一个60°的棱镜，只有当恒星的地平高度正好为60°时，通过棱镜的两条光束才严格平行，焦平面上的两个星像重合，从而记下这个瞬间的时刻。五十年代初法国天文学家丹戎（A. L. Danjon）制成了一架口径10厘米、焦距1米的超人差棱镜等高仪，又提高了它的精度，使其天顶距观测的精度达到±0.17″。其缺点是由于光束被分散，所以只能观测亮于6等的恒星，使观测对象受到较大的限制。

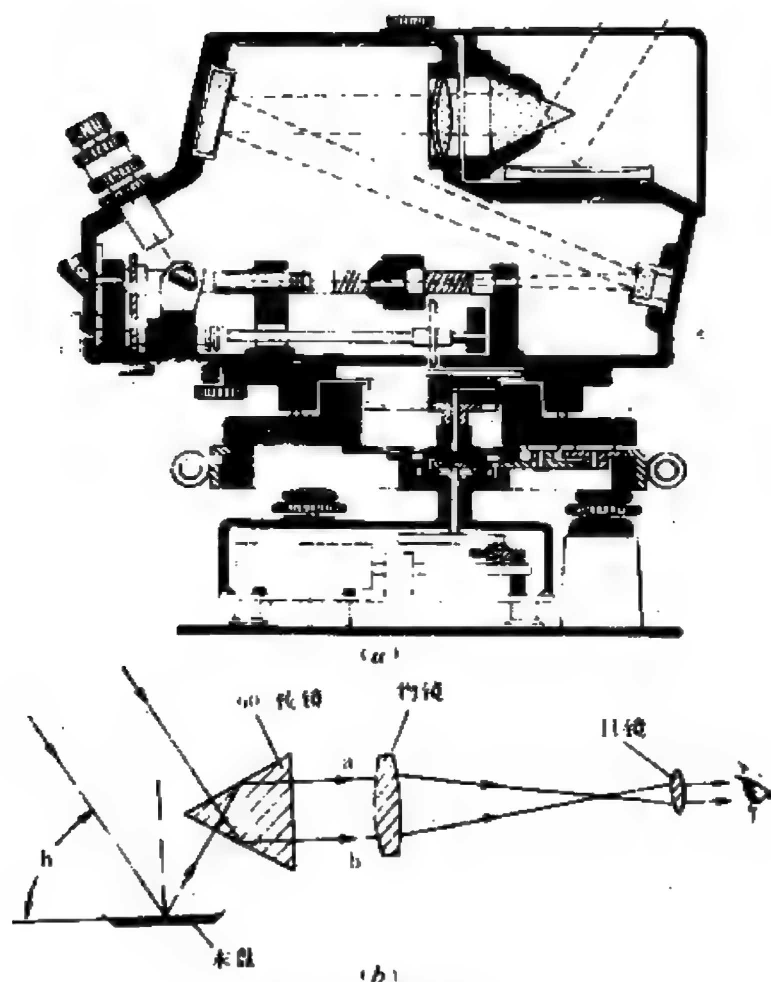


图 3.35　棱镜等高仪

(a) 轮廓图；(b) 光学原理图

2．光电等高仪　如果把棱镜等高仪的记录方式由目视改为光电自动记录，则棱镜等高仪变成了光电等高仪。当然两者还有一些其他的区别，在光学结构、机械性能上也有所改进。

我国在1974年研制成功一架Ⅱ型光电等高仪，口径达20厘米，焦距2.4米，它废除了传统的棱镜而代之以两块镀有铝膜的熔石英组成的角镜，它可以观测到肉眼看不见的 7 等星，天顶距的观测误差为±0.13″。

四、照相天顶筒

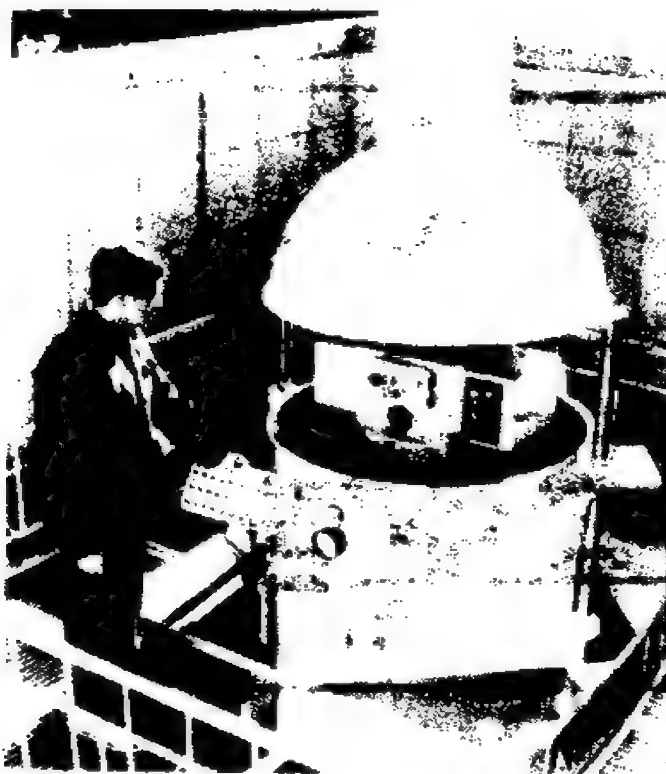


图 3.36 北京天文台的照相天顶筒

照相天顶筒也是测定经纬度的主要仪器之一，实质上它是一架对准天顶的照相望远镜(图3.36)，一般照相天顶筒的口径为20—25厘米，焦距一般为口径的15—20倍，例如美国最新的一架照相天顶筒，其口径为65厘米，焦距为13米。

它也仅限于对亮于9等、而且能在天顶附近中天的恒星进行观测，对每颗恒星在上中天前曝光两次，上中天后曝光两次，并同时记下这四次曝光的准确时刻，整个过程大约共需二分钟时间，一夜中它可观测的恒星为30颗左右。对于单星观测，测时和测纬的均方误差都在$\pm 0.1''$—$\pm 0.3''$间。

五、天顶仪

精密测定纬度及纬度变化的仪器，一般安装在北纬39°线附近的天文台、站内。现在使用的天顶仪(图3.37)口径规定为110、135、180毫米三种。它能绕东西向水平轴在子午面内旋转，在望远镜指向某一天顶距后，可以和水平轴锁紧，然后一起绕垂直轴转过180°以观测两颗分别在天顶之南、北上中天的恒星，这样只需观测已知赤纬的恒星之天顶距差，从而提高了精度，得到的纬度均方误



图 3.37　安装在天津纬度站的天顶仪

差约为±0.1″—±0.3″。

六、中星仪

中星仪又称子午仪，结构上与子午环有不少相似之处，只是没有精密度盘而已。它专门用以观测恒星的中天时刻，用以测时。

中星仪也是有悠久历史的仪器，1684年由丹麦人罗默（J. Romer）首先发明，经过几百年的实践改进，现在已广泛采用折轴式的结构，其水平轴是中空的圆柱体，由棱镜把光路改变。

现在的中星仪口径多在70—100毫米间，焦距为650—1000毫米，它与天顶仪一样，也能在子午面内旋转，也可转过180°。它

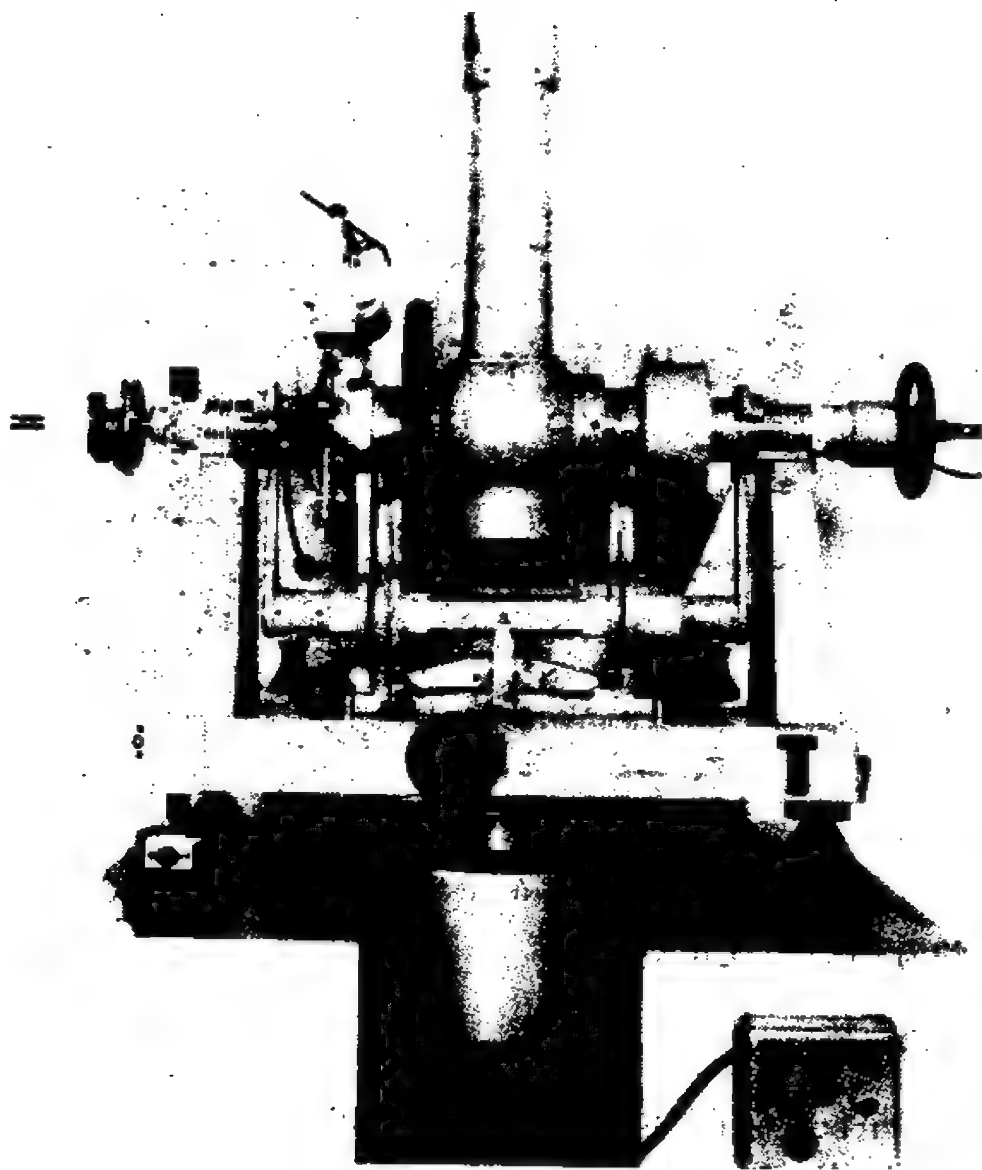


图 3.38　上海天文台的光电中星仪

的计时精度可达百分之几时秒。

1946年发明的光电中星仪(图3.38)，即是在中星仪的基础上加一个导星镜和光电记录的装置，它的单星观测误差可小到±0.012ˢ。因此已成为当前世界上最主要的测时仪器之一。

第四章　地球和月球

地球是太阳系的一颗行星。月球是地球的卫星。研究地球在天文学上具有重要意义。这不仅有助于解决行星天文学及太阳系起源和演化等的问题，而且有助于廓清从而消除源自地球的各种因素(如地球运动、大气和磁场等)对于天文观测和研究的影响。人造地球卫星在地球重力场内运动，同时受到来自地球的各种摄动，人造卫星的发射和运动的研究，也离不开对地球本身的研究。特别要强调指出，研究地球是天文学为生产实践服务最直接和最重要的方面之一。人类在征服和改造自然的长期实践中，创建了许多专门研究地球的地学学科，如气象学、地质学、地理学、海洋学等等。天文学和地学相结合，在推动生产进步和促进学科本身的发展上，取得了许多成果。进入航天时代以后，人们利用火箭和人造卫星，取得了许多关于地球和月球的全新资料，更丰富和深化了对于它们的认识。本章主要从天文学的角度概要叙述地球和月球的基本知识。

§4.1　地球的形状和大小

一、地球的形状

许多事实说明，地球的形状是球形。举例如下

(1) 最直观的证据是“站得高看得远”。这是因为人的视线与球形表面的切点，随着登高而扩展。

(2) 南方和北方的居民所见星空不同。南方居民所见北极星

较低且南天星较多，而北方居民所见则相反。这表明地球表面各地的地平面在空间改变，恰是地球表面弯曲的反映。

（3）月食时地球投到月球上的影子边缘是圆弧。

（4）人们可以实现环绕地球的旅行。

（5）从人造地球卫星或月球上拍摄的照片更直接显示地球是球形的（见彩照Ⅰ）。

二、地球测量简史

公元前六世纪，古希腊的毕达哥拉斯学派认识到地球的形状是球形的。亚里士多德肯定了这看法后，地为球形的观念即成定论。公元前250年左右，亚历山大城的天文学家埃拉托斯特尼发现夏至日中午太阳在塞恩（今埃及阿斯旺）直照水井的底部，也就是正在天顶。而在其北的亚历山大城用仪器测得太阳的天顶距为圆周的1/50。他认为这个角度就是两地的纬度之差，因而地球的周长即是两地距离的50倍。由此算得地球周长为25万希腊里，折合现在的长度值为39600千米，这是相当准确的值。这一测量的原理如下所述。

图4.1中的圆周为通过亚历山大城（A）和塞恩（T）的地理经圈。OTS 和 OAZ 分别为 T 点和 A 点的天顶方向。夏至日中午太阳就在 S 方向。作 AS' 平行于 TS，则 $\angle ZAS'$ 就是太阳在 A 点的天顶距 z。从图可见，若 A 和 T 的纬度差为 $\Delta\varphi$ 则有 $z=\Delta\varphi$，令弧长 $\widehat{AT}=d$，于是地球的周长为 $D=d\cdot\frac{360}{\Delta\varphi}=360°\cdot\frac{d}{z}$。

中世纪时，人们并不重视关于地球形状和大小的知识，直到十六世纪航海事业发展以后，这方面的工作才重新开始。1687年牛顿在《自然哲学的数学原理》一书中提出，在引力和自转产生的离心力的联合作用下，地球的形状应该是微扁的球形。

为了验证地球的形状，从十七世纪开始，在荷兰和法国先后

进行了子午线弧长的测量。如果地球是扁球形的，并且两极处较扁，则纬度越高，间隔1°的弧长较大。长时间大量测量的结果，证实了这一看法。

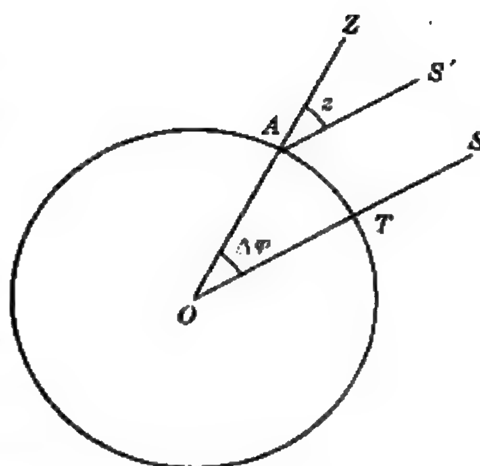


图4.1 测定子午线长度的原理

十八世纪以来，在全世界开展了大地测量工作，到十九世纪中叶，已经得到了关于地球形状的可靠资料。结果表明，地球的形状基本上是一个绕短轴旋转的旋转椭球体，短轴和地球的自转轴重合，长轴在赤道面内。近代利用人造地球卫星所作的测量，给出如下数据

半长轴（赤道半径）　$a=6378.140$千米，

半短轴（极半径）　$b=6356.755$千米，

扁率　$\dfrac{a-b}{a}=\dfrac{1}{298.257}$．

由这些值决定的一个旋转椭球面叫做地球的参考椭球面。

进一步的研究表明，地球赤道也是椭圆，所以地球实际上是一个三轴椭球体，不过赤道的扁率仅约十万分之三，因此通常仍把它看成为圆。

三、大地水准面

地球表面的实际形状是极不规则的，大陆上有高山（最高的珠穆朗玛峰高8848米），海底下有深渊（最深的马里亚纳海沟深11521米）。在谈到地球形状时，并不是指它的固体表面，而是指大地水准面（图4.2）。它是一个假想的表面，即设想把占地球表面3/4的海平面延伸穿透大陆构成的一个封闭曲面。大地水准面也就是地

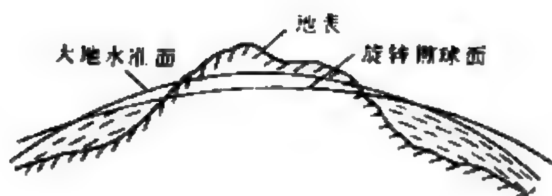


图 1.2 大地水准面和旋转椭球面

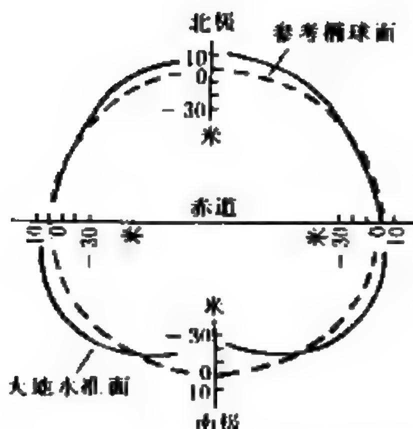


图 1.3 大地水准面和参考椭球面的偏差

球重力在海平面处的等势面。实际上大地水准面并不是一个规则的数学曲面，甚至南北两半球也都不对称，北极略凸出，南极略扁平；夸张地说，地球象个梨子形。可是这种不规则起伏与极大的地球半径相比，毕竟微不足道。图4.3画出地球的一个剖面图（比例已夸大）。从图上所标尺度可见，大地水准面跟与它逼近的参考椭球面的最大偏差只不过几十米。因此，能用球面作为大地水准面的第一近似，用旋转椭球面作为第二近似，而用三轴椭球面作为第三近似。

四、地球的重力

1. 重力的概念　地球上的质点，一般都受到地心引力和地球自转产生的惯性离心力的作用。这两个力的合力就是该点的重力。关于重力的大小和分布，通常讨论的是重力大小，也就是单位质量所受的重力。这个量等价于重力加速度，它的单位是米/秒^2。

2. 重力的大小及其分布　在不同的高度或深度上，地球上的重力会有很大的差别。在同一高度，如同在地面，则这一差异很小。这里讨论地面重力的大小及其随纬度的分布。

地心引力f，是地球的全部质量对地面上所讨论的单位质量的引力，按下式计算

$$f = \frac{Gm_{\oplus}}{R^2}, \tag{4.1}$$

式中 G 是万有引力常数，$m_{\oplus}$和 R 分别为地球的质量和平均半径。其值约为9.8米/秒^2。由于地球自转的惯性离心力很小，这个引力值可以看成是地球海平面上的平均重力。各地的实际重力，对于这个平均值，只有0.02—0.03米/秒^{2}的差别。

由于地球半径的纬度差异，地面上的引力以两极为最大，达9.832米/秒^2，在赤道上引力最小，为9.780米/秒^2。

因地球自转作用在地面上单位质量的惯性离心力是

$$p = \omega^2 R\cos\varphi, \tag{4.2}$$

式中 ω 为地球自转角速度，φ 为质点的地理纬度(图4.4)。

下面考察重力分布规律。先把地球当作球体，在这种情况下，地面上各点引力 f 都大小相等并且指向球心。由于离心力 p 和引力 f 比较小得可以忽略(赤道上离心力最大也只及引力的0.3%)，则就可以用如下近似方法来计算重力 g 的数值。把离心力 p 分解为两个分力：

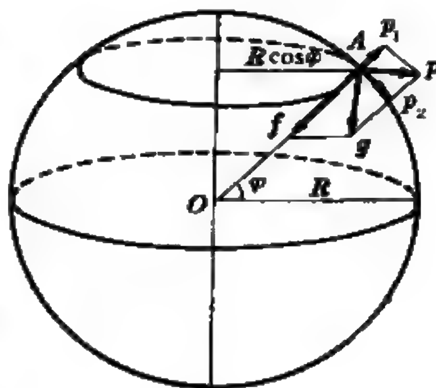


图 4.4 地球的重力

p_1 平行于 f，p_2 垂直于 f。可以近似地认为 p_1只改变 f 的大小，而 p_2 只改变 f 的方向，于是得

$$g = f - p_1. \tag{4.3}$$

由图4.4可知 $p_1 = p\cos\varphi$，所以

$$g = f - p\cos\varphi = f - \omega^2 R\cos^2\varphi$$
$$= f - \omega^2 R + \omega^2 R\sin^2\varphi. \tag{4.4}$$

由此式可得赤道上($\varphi = 0°$)和两极处($\varphi = \pm 90°$)的 g 值依次为

$$g_0 = f - \omega^2 R, \tag{4.5}$$

$$g_{90} = f.\tag{4.6}$$

把(4.5)和(4.6)式代入(4.4)式，可把(4.4)式化为通常采用的形式

$$g = g_0 + (g_{90} - g_0)\sin^2\varphi.\tag{4.7}$$

引入符号$\beta = \dfrac{g_{90} - g_0}{g_0}$，(4.7) 式还可以化为

$$g = g_0(1 + \beta\sin^2\varphi).\tag{4.8}$$

(4.8)式就是把地球作为球体而得到的重力分布的理论公式。

把地球当作旋转椭球体的重力分布的理论公式为

$$g = g_0(1 + \beta\sin^2\varphi - \beta_1\sin^2 2\varphi).\tag{4.9}$$

把地球当作三轴椭球体的重力分布的理论公式为

$$g = g_0\ [1 + \beta\sin^2\varphi - \beta_1\sin^2 2\varphi + \beta_2\cos^2\varphi\cos 2(\lambda - \lambda_0)],\tag{4.10}$$

式中 λ 为所讨论点的经度。以上诸式中 g_0，β，β_1，β_2和 λ_0都是常数。由理论公式算出的 g 叫做正常重力。

3. 重力异常　实际测出的重力值 $\bar{g}$，有时不等于正常重力值 g，其差$\Delta g = \bar{g} - g$ 叫做重力异常。造成重力异常的原因有两个：一是地球内部物质分布不规则；二是大地水准面和所取的地球形状不符合。地内物质的分布情况往往同地质构造和矿体的存在有关联。因此，重力异常可以用来勘探矿藏以及研究地球的形状和内部结构。

五、三种纬度

由于地球不是一个正球体，真正的地球表面不同于旋转椭球面以及地球内部质量分布的不规则性和地球自转，地球上某点 M 的向径(地心到该点的直线)方向、M 点的参考椭球面法线方向和 M 点的铅垂线(重力)方向，一般说来是互不重合的。因此，在精密的大地测量工作中应区分三种纬度(图4.5)：

（1）地心纬度，这是地面一点的向径和地球赤道面的交角；

（2）大地纬度，这是通过地面一点的参考椭球体法线和地球赤道面的交角；

（3）天文纬度，这是地面一点的铅垂线和地球赤道面的交角。通常天文纬度被采用为地理纬度。

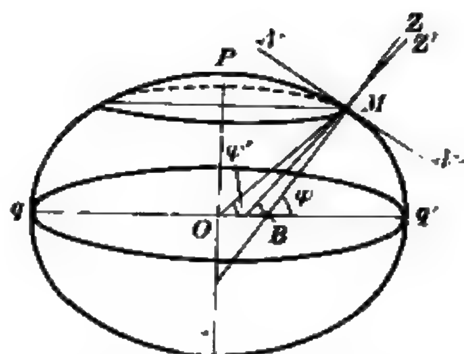


图 1.5　三种纬度 M 为地面点，O 为地心 MZ 为 M 点的铅垂线 NN' 为过 M 点的切平面 MZ' 为过 M 点的法线

天文观测只能定出天文纬度 φ，地心纬度 φ' 可按下式由天文纬度算得：

$$\varphi' - \varphi = -11'32.6267''\sin 2\varphi + 1.1629''\sin 4\varphi - 0.0026''\sin 6\varphi \quad (4.11)$$

大地纬度 B 和天文纬度之差叫做垂线偏差。地面上各点的垂线偏差通常都在 $\pm 1.5''$—$2''$ 的范围之内；在个别地区，可能超过此值。至于大地纬度，则要由地面上广大地区内测量得到的许多天文纬度以及大地测量和重力测量的结果归算而得。

§4.2　地球的内部结构

地球内部结构的知识，对于研究其他行星的结构及解决行星的起源和演化问题，都极为重要；某些天文现象如章动和极移的理论，也与此紧密相关。地球的结构在整体上可看成由同心圈层组成，不同的圈层有不同的大小和不同的物质成分。

由对地球表面重力加速度的测量，得出地球的质量为 5.976×10^{24} 千克，而地球的体积为 1.0832×10^{21} 米^3，由此可以算出地球的平均密度为 5.515×10^3 千克/米^3。

一、内部结构的探测

探测地球内部结构和物理性质，主要根据地震波的传播，因为地震波的传播情况与地球内部物质的弹性和密度有关。地震波有两种来源：天然地震和人工爆炸，有两种类型：纵波和横波。地震波在地球内传播时受到折射、反射和衰减，传播情况十分复杂。对地震波的分析可以得出它们在不同深度的传播速度（图4.6），这反映了地球的圈层结构，主要分为三部分，即地壳、地幔和地核（图4.7）。

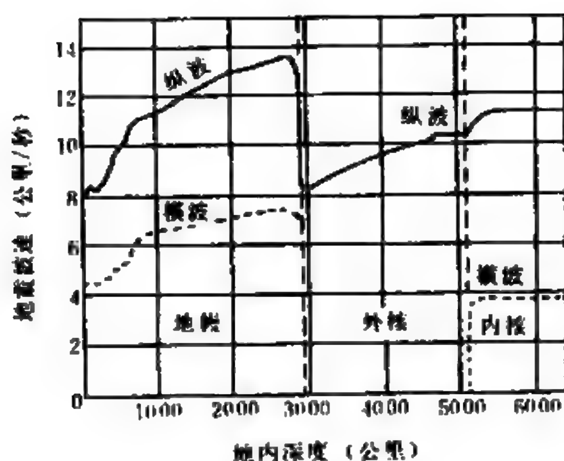


图 4.6 地内各深度地震波的波速分布

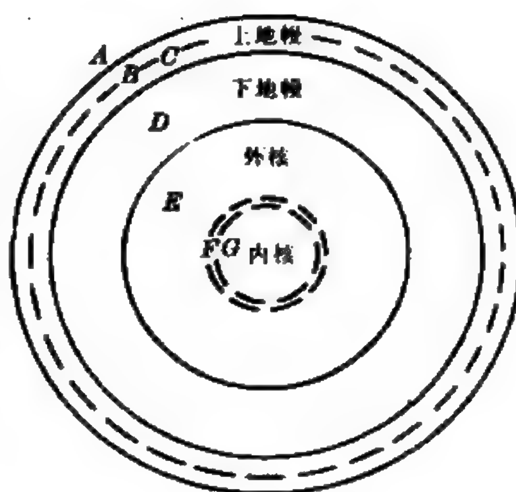


图 4.7 地球的内部结构

二、内部结构

根据三个界面的深度，可知地壳的厚度平均是33千米；地幔的厚度大约是2865千米；外核的厚度大约是1742千米；过渡层的厚度约515千米；内核的半径大约是1216千米。地壳、地幔和地核分别占地球体积的1%、83%和16%；占地球质量的0.4%、68.1%和31.5%。

1. 地壳　地壳的外部与广阔的海洋（水圈）和大气层（气圈）

相连，呈现高低起伏的形态，下部由间断面与地幔分开。这个面叫莫霍间断面，以发现者南斯拉夫地质学家莫霍洛维奇(Mohorovičić)命名。地壳的厚度各处不同，大陆之下的平均厚度约35千米；海洋下面只有5—10千米；我国青藏高原的地壳厚度达60—80千米。测量表明，在100米深度以下，地壳温度完全不受太阳辐射影响，而随深度不断增高。在地壳表层，温度上升较快，温度增高率平均为每千米30℃。随着深度增加，温度虽还上升，但增高趋势转缓。在地壳深处，温度不超过1000℃。

地壳主要成分是花岗岩和玄武岩；一切矿产资源都蕴藏在地壳层内。各种地质现象，如构造运动、岩浆活动、变质作用等，也都发生在这里。关于"地壳变移"的一些学说在近二十年来得到确认和发展，解释了许多复杂的地表结构和地壳运动问题，并具有重要的实际意义。分述如下：

(1) 大陆漂移：1912年奥地利工程师韦格纳(A. Wegener)提出大陆漂移假说。他根据地质学和古生物学的大量资料，例如非洲西部和南美洲东部的海岸线形状相似，在地层、构造、岩相、古生物及古气候等方面也有种种的相似性和连贯性，认为所有大陆在中生代以前(约2亿年前)曾联成一个巨大的陆块。但这一假说在提出以后的长时期里未得到公认。直到五十年代中期，这一学说重新受到重视，并获得了新的发展。现在认为远古时代地球上有两个大陆块，即南半球的冈瓦纳古陆和北半球的劳亚古陆。后来古陆破裂，各裂块相对漂移而分离，逐渐成为目前的各大陆。现代观测表明地球上层存在大规模平移断裂，证明这种漂移至今还在继续进行。

(2) 洋底扩张：六十年代初提出的洋底扩张假说认为，地壳和上地幔顶部是岩石层，厚70—100千米。这下面数百千米厚的地幔上部内的物质，进行着对流循环的缓慢流动。在两股相向对流的上升带，形成了大洋底部高耸的海岭(又称洋中脊)。对流物质

上升后，在这里向两侧分流，带动上面的岩石层，在海岭顶部造成裂谷。深处岩浆由此不断充填，形成新的洋底；而老洋底不断向两侧扩张，扩张速度为每年2—6厘米。当洋底扩张把大洋地壳推进到大陆边缘时，大洋地壳向大陆地壳下面俯冲，在大陆边缘形成海沟。在这种对流循环的作用下，整个洋底在2—3亿年间被更新一次。

(3) 板块运动：六十年代末期出现了板块构造学说。地球的岩石层并不是整体一块，而是为一些活动的构造，如海岭、岛弧、水平大断层等所割裂，形成若干个相对运动着的板块。所谓岛弧是呈弧形排列的群岛，如阿留申群岛、千岛群岛、大巽他群岛、小安德列斯群岛等。全球岩石层可划分为六大板块，即欧亚板块、美洲板块(包括北美板块和南美板块)、非洲板块、太平洋板块、澳大利亚板块和南极板块(图4.8)。板块分界处是大地构造活动比较剧烈的地带。喜马拉雅山和我国的青藏高原是印度洋-澳大利亚板块向欧亚板块方向运动，挤压和抬升形成的，现在还在不断上升之中。

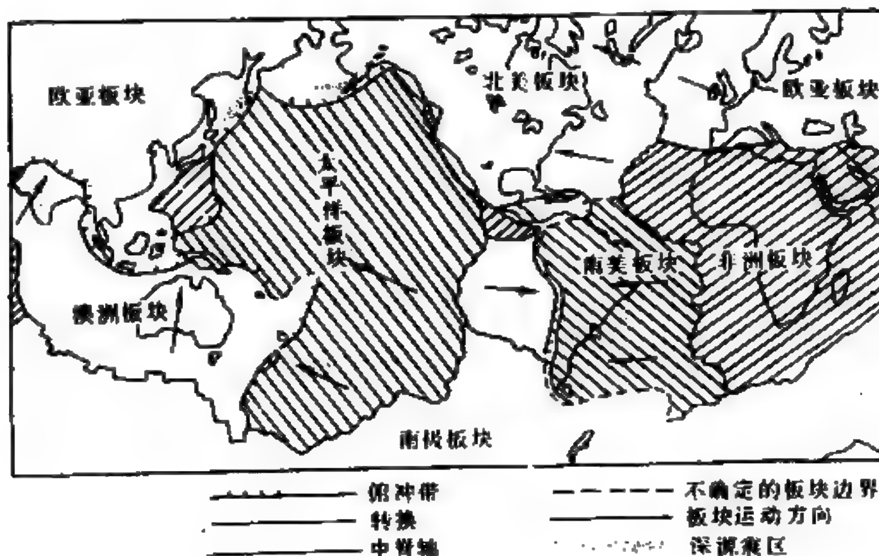


图 4.8 板块运动

2. 地幔 莫霍间断面以下是地幔，分为三层，即上地幔、过渡层和下地幔。地震探测表明，地幔呈固态。地幔物质与球粒陨石相近，由橄榄石、辉石、斜长石和铁镍合金等组成。地幔的密度和温度都随深度增加而增加，但是温度随深度的增高比较缓慢。地幔物质在较高的温度和压力下，具有一定的可塑性。地幔和地核被另一个称为古登堡间断面的界面所分隔。

3. 地核 地幔之下是地核。地核也分为三层：外核、过渡层和内核。地核物质主要是铁镍等重元素。外核是液态而内核是固态。在地核里，温度和压力都随深度而增高，物质的熔点也随压力增高而上升。比较起来，熔点的增加较快，而温度的增加较慢。在外核里，温度稍高于熔点，物质熔化。反之，在内核里，物质的熔点在高压下升得很高，以致超过了温度，物质以固态存在。据推算，地心的压力可能超过370万大气压，密度高达1.3×10^4千克/米^3，温度高达6000℃。

地球内部的热能主要来自地球本身。在地球上层，积聚着放射性元素衰变产生的能量。此外，地球是由低温的颗粒物质积聚形成的。在这一过程中，引力势能转变为热能，对地球物质加温，使之分化为地壳、地幔和地核。而这种分层过程，导致重物质下沉，轻物质上升，引力势能降低，又产生了大量热能。这就形成了地球中心的高温。具体计算表明，这样产生的热能，均不足以使整个地球熔化。因此，地球从来不曾有过全部熔化的状态。

§4.3 地球的大气

在地球引力作用下，大量气体聚集在地球周围，形成了地球的大气层。大气层对地面的物理状况和生态环境有决定性的影响。大气质量为5.136×10^{18}千克，约占地球总质量的百万分之一。大

气密度随高度的增加而按指数函数下降，所以其总质量的90%集中在离地表15千米的高度以内，99.9%在50千米高度以内。在2000千米高度以上，大气极其稀薄，逐渐向行星际空间过渡，而无明显的上界。

一、地球大气的组成

地球大气是由多种气体以及少量水汽和微尘等混合组成的，各组成部分的情况如下：

（1）干洁空气：在低层大气里，干洁空气的成分及其质量和体积百分比如下表所列。

表4.1 干洁空气的成分

成分	质量百分比	体积百分比
氮(N_2)	75.52	78.08
氧(O_2)	23.14	20.95
氩(Ar)	1.29	0.934
二氧化碳(CO_2)	0.05	0.032
氪(Kr)	3.3×10^{-4}	1.14×10^{-4}
氖(Ne)	1.27×10^{-3}	1.82×10^{-3}
氦(He)	0.72×10^{-4}	5.24×10^{-4}
甲烷(CH_4)	1.0×10^{-4}	1.8×10^{-4}
氢(H_2)、一氧化碳(CO)、氙(Xe)、臭氧(O_3)、氡(Rn)等	1.5×10^{-4}	1×10^{-4}

（2）水汽：干洁空气是不包含水汽的空气，实际上地球大气含有一定比例的水汽。水汽是大气中最不稳定的组成部分。在夏季湿热处，水汽在大气中的含量可达4%；而在冬季干寒处，其含量降到0.01%。水汽主要集中在离地面2千米以下的大气层中，与天气变化有密切关系。

（3）微尘：在离地表3千米以内的空气中，悬浮着大量固体微粒。它们的成分包括尘埃、花粉、细菌、火山灰等，还有海浪卷入空中的水滴蒸发后留下的盐粒和从空间落入大气的宇宙尘、流

星尘等。微尘成为水汽的凝结核，促使云雨的形成，因而对天气变化有很大作用。

二、地球大气的分层

地球大气的密度、温度、压力、化学组成等都随高度变化。可以按照大气的温度分布、组成状况、电离程度这些不同参数，对地球大气进行分层。

1．按大气温度随高度的变化分层　大气按不同高度上的温度变化可以分为对流层、平流层、中间层和热层(图4.9)。

（1）对流层：这是靠近地表的底层大气，对流运动显著。其厚度因纬度、季节及其他条件而异。平均说来，在赤道区约16—18千米；中纬度区约10—12千米；两极区约7—8千米。一般说来，夏季厚而冬季薄。对流层是最薄的一层大气圈，但约占大气总质量的80%。

对流层的一个特点是有对流现象。由于地面热变化大，此层

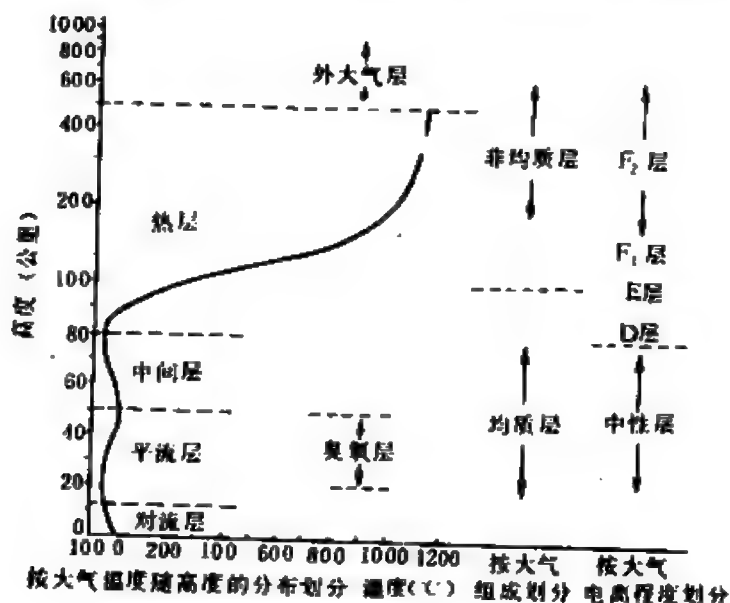


图4.9　地球大气层

大气中经常发生上升气流和下降气流。水汽大部集中于此层，一切天气现象也都发生于此层。另一个特点是空气温度随高度的递增而降低，平均每升高150米温度降低1℃，其顶部约为-55℃。

（2）平流层又称同温层：从对流层顶到高度50千米的一层，大气主要是平流运动。大气中的臭氧大部分分布在这一层里；臭氧吸收太阳紫外辐射，使温度随高度增加而缓慢上升，到平流层顶部，达到极大值(约-10—+20℃)。

（3）中间层又称散逸层：高度50—85千米的一层，温度随高度而下降，到中间层顶，温度接近最小值，约为-80℃。

（4）热层：位于中间层之上的一层，温度随高度增加而上升，开始时增加很快，150千米以上增加变慢，再往上几乎接近等温。在500千米处的热层顶，达到1100℃左右。增温的原因是由于这一层的大气大量吸收太阳紫外辐射。热层顶以上为外大气层。这里的大气已极稀薄，密度在10^{13}个原子/米^{3}以下(而海平面处为10^{25}个原子/米^3)。

2．按大气的组成分层　大气按其成分可以分为均质层和非均质层。

（1）均质层：离地表约100千米以下的一层，由各种气体混合组成，平均分子量为常数。这一层内高度10—50千米处，太阳紫外辐射的光化作用产生臭氧，形成臭氧层(高度大致与平流层相当)。在20—30千米处，臭氧浓度最大。臭氧层吸收了危害生命的太阳紫外辐射。

（2）非均质层：位于均质层以上的一层，平均分子量随高度增加而减少。在500—1000千米，大气已很稀薄。那些速度大于逃逸速度的粒子，则飞到行星际空间去了。高度1000千米以上的大气主要由氢和氦组成。地球大气的这一最外层称为地冕，地冕可扩展到6万公里高空。

整个地球大气层的压力和密度随高度的分布见图4.10。

3．按大气的电离程度分层　大气按电离程度可以分为中性层和电离层。

（1）中性层：从地表到高度80千米的一层，其中分子和原子都处于中性状态。

（2）电离层：离地表80—1000千米的一层，大气中的原子在太阳辐射(主要是紫外辐射)作用下电离，形成大量的正离子和电子。电子浓度极大处形成几个层：高度80—100千米为D层；100—120千米为E层；150—250千米为F_1层；250—500千米为F_2层。每一层的高度和电离情况随每天不同时刻，每年不同季节和太阳活动程度而发生变化。某些天文现象，如极光、流星等都发生在电离层中。电离层还能反射无线电短波，从而使地面上可以实现短波无线电通讯。太阳上发生的剧烈活动(如耀斑和大黑子出现)，会严重地影响电离层，发生电离层骚扰。这时短波传输受到干扰，甚至间断。

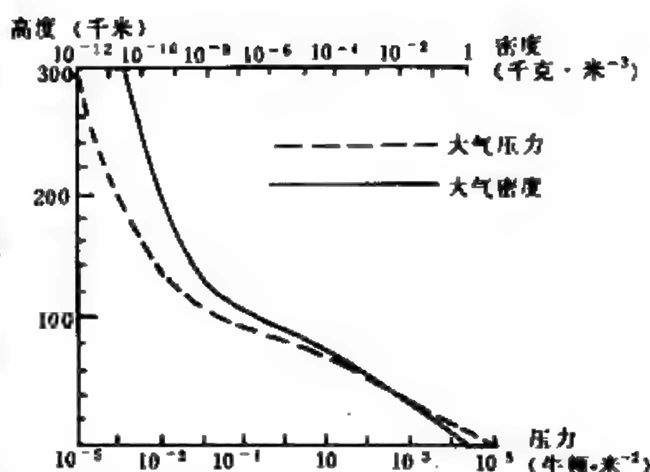


图 4.10　地球大气压力和密度的分布

三、地球大气的起源

现在一般认为地球大气经历了原始大气、还原大气和氧化大气三个演化阶段。

地球形成初期的原始大气已不存在，它已全部或大部散逸到了空间。后来，由于放射性元素的衰变和引力势能的转化，部分地球物质处于熔化状态，加速了气体从地球内部逸出的过程。地球的引力使这些逸出的气体渐渐积蓄在地球的周围，形成“第二代”大气。它的主要成分是二氧化碳、一氧化碳、甲烷和氨，称为

还原大气。后来，主要由于绿色植物的光合作用还原二氧化碳，其次因太阳辐射使水分解，产生出游离氧，从而使还原大气变为现代的以氮和氧为主的氧化大气。

§4.4 地球的磁场

一、概况

观测表明，地球磁场与一个棒状磁体的偶极场相似，其磁力线分布如图4.11所示。地磁轴与自转轴不重合，其交角随时间缓慢变化，现代可取值11.5°。磁场强度在磁极处为6×10^{-5}特，磁赤道处为3×10^{-5}特；地球磁场的总能量约为3.4×10^{19}焦。

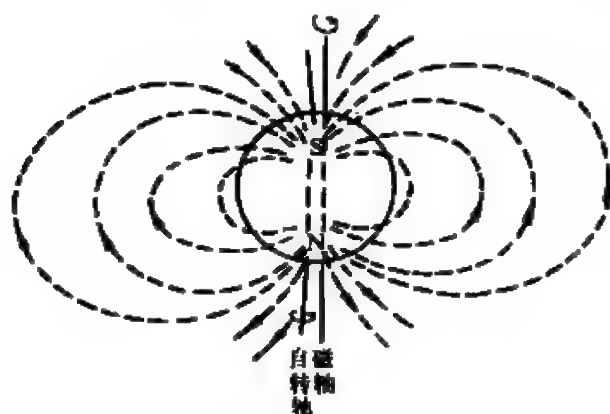


图 4.11 地球磁场示意图

长期的系统观测表明，各地的地磁要素，即磁偏角（磁场强度方向对南北向的偏角）、磁倾角（磁场强度方向对水平面的倾角）和磁场强度都在逐年逐日地变化着。这种变化可分为两类：

（1）无扰变化：进行得较平静而有规则，包括周日变化、周年变化和长期变化。

（2）干扰变化：所有地磁要素在平均值附近零乱无序地上下起状。

地磁场的强烈扰动叫做磁暴，强度变化达10^{-7}—10^{-6}特，可持续几小时到几天。这是由太阳的大黑子群或大耀斑发出的强大

的微粒辐射引起的。磁暴对电离层骚扰非常大，使短波无线电通讯中断，高纬地区出现极光(参见§.7.10)。

资料表明，地磁在远古时代发生过几次极性的倒转，原因尚在探索中。

二、磁层

地球磁场在高空中受到太阳风（§7.5)的影响，磁力线都向后弯曲，地磁场朝太阳方向的最前沿形成一个包层，并向着背太阳方向延伸。这个被太阳风包围的、彗星状的地磁场区域叫做地球磁层(图4.12)。它始于地表以上高度600—1000千米处，向空间延伸到太阳风动能密度与地磁场能密度相平衡的曲面上，即磁层顶。在朝向太阳的一面，磁层顶离地心距离为8—11个地球半径。在太阳活动激烈时，太阳风增强，磁层顶被压缩到5—7个地球半径。在背向太阳的一面，磁层形成一个柱形长尾——磁尾，其截面宽约40个地球半径，长度达几百个甚至一千个地球半径以外。在磁尾中存在一个特殊的界面，其两边磁力线突然改变方向，此界面称为中性片。在地球朝向太阳的一面由于太阳风的冲击，形成一个叫做地球弓形激波的波阵面。波阵面与磁层顶之间的过渡区

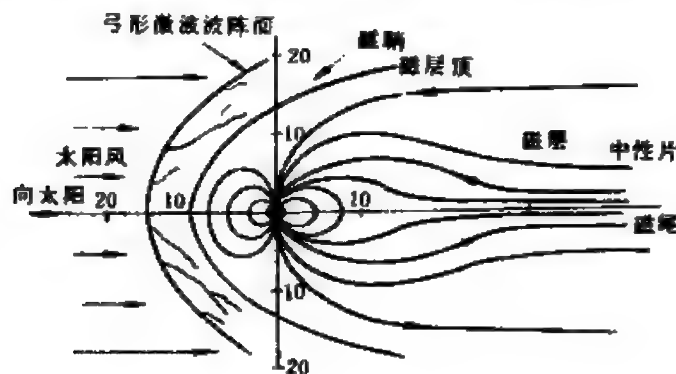


图 4.12 地球磁层

图中数字均以地球半径为单位

叫做磁鞘，厚度为3—4个地球半径。

三、辐射带

地磁场俘获带电粒子，把它们约束在大气的一定区域内，形成地球辐射带(图4.13)。辐射带内的带电粒子是太阳风、宇宙线与地球高层大气相互作用而产生的高能粒子。它们在地磁场作用下，沿磁力线作螺旋运动并不断辐射出电磁波。1959年范爱伦(J. A. Van Allen)从美国人造地球卫星“探险者1号”的资料分析中证实了辐射带的存在，因此也称为范爱伦带。地球辐射带在地球磁层内，只局限于一定磁纬地区的上空，在南北磁极和高磁纬地区的上空则不存在。

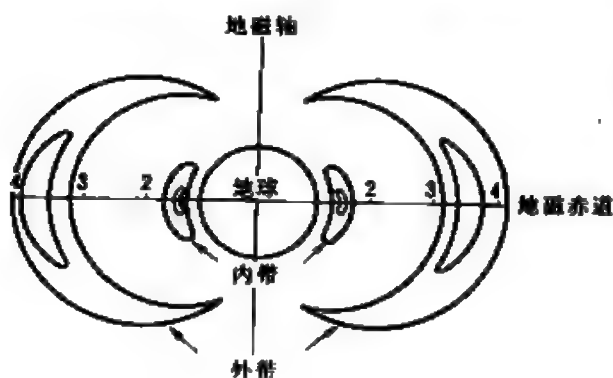


图 4.13 地球辐射带

辐射带分为两个：

（1）内辐射带：中心在离地心1.5个地球半径处，范围限于磁纬度±40°之间。含有能量为50兆电子伏的质子和能量大于30兆电子伏的电子。带电粒子数相对稳定。

（2）外辐射带：中心在3—4个地球半径处，比内辐射带宽得多，范围延伸到磁纬度50°—60°。带电粒子的能量较小，也比较稀薄，且带电粒子数变化甚大，差别可达到100倍。

辐射带的范围和形状受地磁场制约，也和太阳活动有关。

§ 4.5 地球的运动

一、地球的公转

地球绕太阳的周期运动称为公转，其轨道为椭圆。轨道半长径①即是日地平均距离，历史上曾称其为天文单位，作为重要的天文基本常数之一。观测表明，目前地球于每年1月3日前后经过近日点，这时的日地距离约为1.471×10^{8}千米，公转速度达到最大值，为30.3千米/秒；大约在7月4日左右经过远日点，离太阳的距离增大到1.521×10^{8}千米，公转速度减低到最小值，为29.3千米/秒(图4.14）。

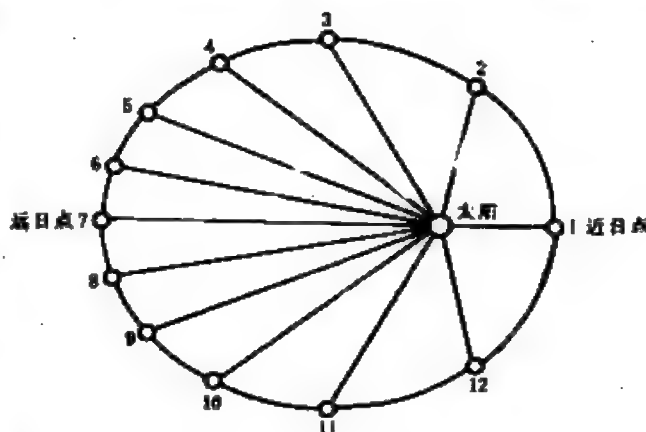


图 4.14 日地距离的逐月变化，数字均表示月初

观测还表明，地球连续两次经过近日点的时间间隔为365.25964日，比回归年长25分07秒，在天文上称之为近点年。由此可知，每过60年，地球经过近日点的日期将推迟一日。

二、地球的自转

天体的周日运动是地球自转的反映，以下现象和实验都足以证明这个事实。

（1）落体偏东：地球自转的线速度随地心距增大而增加，高

① 严格说来，应是地月系质心绕太阳公转的无摄动椭圆轨道的半长径。

处的物体向东的线速度较大，因而它的落点比原来的方位要稍稍偏东一些。

（2）轨道偏移：从力学中知道，在一个转动系统中，存在着科里奥利力。

$$\vec{f}=-2\vec{\omega}\times\vec{v} \tag{4.12}$$

式中 $\vec{\omega}$ 为地球的自转角速度，$\vec{v}$ 为地面上运动物体的线速度。在北半球上，如果物体速度向北，f 的方向则向东；反之，向南运动的物体受到的科里奥利力方向朝西。即均向右偏移，因此北半球的南北向河流、铁路总是右侧磨损得厉害些，北半球的信风终于转为东北风……，这些都是科里奥利力造成的。

（3）傅科摆：1851年，法国物理学家傅科(J.B.L.Foucault)在巴黎国葬院的圆顶内摆了一个长67米的自由摆，一段时间后，摆动平面明显向西偏过了一个角度。这雄辩地证明了地球的确在自转着。

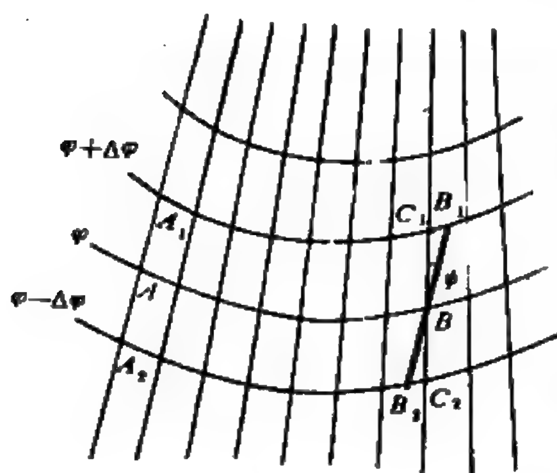


图 4.15 傅科摆的偏转

设观测者位于地理纬度为 φ 的 A 处，为了计算方便，假定开始时摆动平面 A_1AA_2 就是 A 点的子午线方向。经过时间 t 后，A 点已转到了 B 处，而 B 处的子午线方向是 C_1BC_2（图4.15），而摆平面在空间的位置不变，即 B_1BB_2 是与 A_1AA_2 平行的。设 B_1BB_2 与 C_1BC_2 的夹角为 ψ，而这正是地面观测者所见的摆偏转的角度。

可以认为 B_1 的纬度为 $\varphi+\Delta\varphi$，

则
$$BB_1\simeq BC_1=AA_1=R\Delta\varphi,$$

$$C_1B_1=A_1B_1-A_1C_1\simeq AB-A_1C_1,$$

令地球的自转周期为T，则不难得到

$$AB = 2\pi R\cos\varphi \cdot \frac{t}{T}$$

$$A_1C_1 = 2\pi R\cos(\varphi+\Delta\varphi)\cdot\frac{t}{T}$$

因而

$$C_1B_1 = 2\pi R\frac{t}{T}[\cos\varphi - \cos(\varphi+\Delta\varphi)]$$

于是从小三角形C_1BB_1中可得：

$$\psi = \frac{C_1B_1}{BC_1} = 2\pi\frac{t}{T}\cdot\frac{\cos\varphi-\cos(\varphi+\Delta\varphi)}{\Delta\varphi}$$

$\Delta\varphi$是微量，根据微分定义则上式简化为：

$$\psi = 2\pi\frac{t}{T}\sin\varphi \tag{4.13}$$

由此不难得出摆转动角速度为$15°\sin\varphi$/小时，在极地转动最明显，赤道地区则不偏转，北京和南京每小时偏转角分别为9.6°及7.9°。

地球自转可以它的角速度矢量$\vec{\omega}$表征，长期观测表明，$\vec{\omega}$的方向和大小都在变化。其方向(即自转轴的指向)在空间的变化叫做岁差和章动；其方向在地球体内的变化则称为极移。极移与自转速率的变化这两种重要现象将在§15.2及§15.6分别讨论。

三、岁差和章动

快速旋转的陀螺倾斜的时候，在地球重力作用下，它的旋转轴会作圆锥式的运动，叫做陀螺的进动。地球也是一个旋转着的"陀螺"。如果地球是正球体，而且密度分布球形对称，那么，太阳和月球对它的引力集中在球心。可是实际并非如此，地球赤道的突出部分会受到一种附加吸引，使地球赤道面有向黄道面重合的趋势。可是地球同时在自转着，自转运动的惯性使赤道面和黄道

面的夹角不会改变，却使地球产生运动，即地轴的进动(图4.16)。这就是地轴环绕垂直黄道面的轴线作缓慢的圆锥运动，这个圆锥的顶角显然是黄赤交角的两倍。进动的方向和地球自转方向相反，即自东向西，速度是50.37″/年，周期约25800年。

地轴进动的一个直接效应是天极绕黄极作缓慢的圆周运动，这个圆的半径等于黄赤交角。通过精密的天文观测，能发现北天极在恒星间位置的变动。我国古书记载，公元前3000年的北极星是紫微垣右枢星(天龙 α)。现在北天极在小熊 α 附近，相距不到1°。这距离还在不断变短，到公元2100年达到28′，以后它要离开现在的北极星而去。到公元7000年，仙王 α 将成为北极星；到公元13000年，天琴 α (织女星)将成为北极星(图4.17)。



图 4.16 地轴的进动



图 4.17 北极星的变迁

地轴的进动使天极改变至少会造成两种天文现象，一是使各地的所见星空状况发生变化，例如六千年前我国许多地区都可见到南十字座，但现在只有海南岛以南的地区才可对它观测，对于广大的中纬度地区，它已成了永不升起的天体。

地轴的进动还造成另一效果，这就是春分点和秋分点向西移动。这一西移的平均速度是50.24″/年，叫做二分点的岁差。当前

春分点是在双鱼座。公元前二千年至公元初年，春分点曾在白羊座。春分点的符号♈就是白羊座的标志，这沿袭了公元初人们的习惯。几百年后，春分点将要移到宝瓶座去了。由于春分点移动的方向和太阳周年视运动方向相反，回归年就要比恒星年短。岁差的名字就是这样来的。地轴的这种进动及其效应统称为日月岁差。

以上描绘的地轴进动图象是假定月球位于黄道上得出的。实际上，月球沿着白道运动，经常在黄道两侧改变位置。此外，月球和太阳到地球的距离也不断改变，因此引起天极和春分点更复杂的运动。可以用一些振幅微小的短周期变化来表示这类运动，称为章动。章动叠加在岁差上，构成天极在天球上的实际运动(图4.18)。章动包括振幅和周期不等的许多项，主要章动项的振幅为9.211″，周期为18.6年。

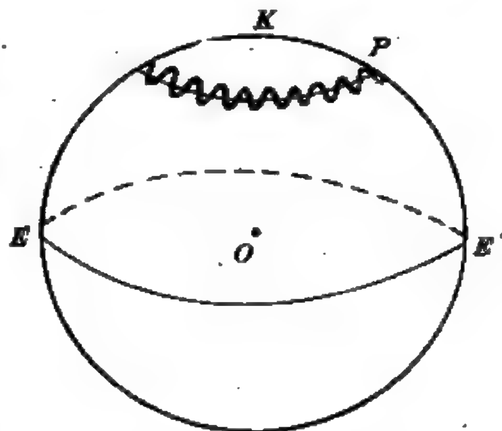


图 4.18　岁差和章动引起的天极运动

行星因为远，质量又小，它们的引力作用实际上对地轴的进动不起作用，但却能够使地球轨道面(黄道)引起变化，产生行星岁差。

日月岁差、行星岁差和章动的计量以及它们对天体坐标的影响将在§13.4里介绍。

§4.6　地球的潮汐

一、潮汐现象

居住在海边的人们，每天都看到海水作周期性的涨落。白天

出现的海水高涨叫做潮，晚上的叫做汐，统称为潮汐。大致说来，每天有两次涨潮，两次退潮。经过仔细观测，发现两次涨潮（或退潮）之间所经过的时间平均是12小时25分；第二天涨潮的时间比前一天平均推迟了50分钟，这正是月球中天每天推迟的平均时间。我国古代人们已察觉到潮汐同月球有关系，东汉王充在《论衡》一书里已提到："涛之起也，随月盛衰"。但对潮汐现象作出科学的解释，是在万有引力定律发现之后。

潮汐现象实质上是由于月球和太阳对地表海水和地球中心的引力之差产生的（见§5.4）。潮汐形成的原理虽然很简单，但具体的潮汐现象却是非常复杂的。实际上地球表面并不是全部被海洋覆盖着，大陆的形状和分布毫无规则，海岸线曲曲弯弯，海底地形高低起伏，海水有粘滞性，种种因素都阻碍着潮汐的传播，使涨潮的高度、时刻、持续时间错综复杂，因时因地而异。因此，每天高潮的到来常比月球中天要迟1小时至数小时；每月大潮并不正好发生在朔望，总要落后二、三天。世界上最大的海潮高达16米，我国的钱塘潮也举世闻名，蔚为壮观。

除了海洋的潮汐外，还有大气潮和固体潮，前者是月日对大气的潮汐作用，后者则是对地壳的作用，但它们远不如海洋潮明显，常要借助仪器才可测出。

二、潮汐的天文效应

潮汐与人类的生产和生活有密切的关系，作为能源它可以为人利用来建造潮汐发电站，同样它对农业、渔业、盐业也有很大的影响，此外还有许多天文效应值得人们重视

（1）潮汐摩擦：潮汐是自东向西传播的，与地球自转方向相反，所以它必将消耗地球自转的动能，使地球自转速度减慢、周期延长——使日长每过一百年约增加0.0016秒。而地球对月球的潮汐作用则已使它的自转周期长到与公转周期相等。

由于角动量守恒，地月系统中地球自转变慢的结果使月地距离增大，这一过程将延续到地球以同一面朝向月球，一天的长度和月的长度相等——1030小时为止。

（2）地球引力场的变化。地球在其周围空间引力场的大小和分布取决于地球的形状和物质密度的分布。潮汐作用(包括海洋潮和固体潮)改变了地球的形状和密度,导致引力场的变化。这类变化将对在地球引力场内运动的人造地球卫星产生一种称为潮汐摄动的附加摄动。它的大小可以达到月球对人造卫星直接摄动力的15%。

（3）垂线偏离。地面上一点的铅垂线方向,投影在天球上，就是该点的天顶；这是天球上的一个基本点，因为天顶方向是地平坐标系的参考方向。垂线方向由地球重力场在该点的梯度方向所决定，地球引力场在起潮力作用下的变化，也引起铅垂线方向的改变，叫做垂线偏离。虽然垂线偏离的振幅只有约0.025″，但精密天体测量必须改正这一影响。

（4）测站位移。固体潮所致地壳形变和海洋潮所致海水质量的大规模迁移而施于局部地壳上的负荷，会引起地面点的垂直方向和水平方向的位移，即潮汐位移。这种位移可达几十厘米。现代天体测量和大地测量新技术如甚长基线干涉测量、激光测月、激光测人造卫星等的测距精度已达几厘米至10厘米量级，因此观测站的潮汐位移是绝对不能忽视的。

此外，由于岁差、章动和潮汐效应有完全相同的起源，潮汐的理论研究和实际测量，对于深入研究岁差、章动的规律有直接的意义。潮汐理论在天体力学中形成了一个专题，有其重要的应用。

§4.7 月 球 概 况

除了流星、陨星和少量人造天体（卫星、火箭及其碎片）外，离地球最近的天体就是月球。月球是地球唯一的天然卫星，通过对于月球的了解即可窥见卫星世界之一斑。

一、月球的距离

尽管月球是最近的天体，可仍是相当遥远的。虽然古代人极其希望了解月球的情况，可是对于月地距离的科学测量（1751年）甚至比日地距离(1672年)更晚。

1．古代测距的尝试　公元前三世纪，古希腊学者阿利斯塔克曾巧妙地做了第一次科学尝试。他测定的原理相当简单：利用月球上、下弦的机会去测量$\angle SEM$的值。因为他知道，这时太阳、地球、月球组成了一个直角三角形（图4.19），在求得$\angle SEM$后就可利用几何学的方法，得到月地距离EM与日地距离ES的比值。

阿利斯塔克的方法既简单又巧妙，只是由于限于当时科学水平，测量工具太简单，因此未能得到科学的结论。当时阿利斯塔

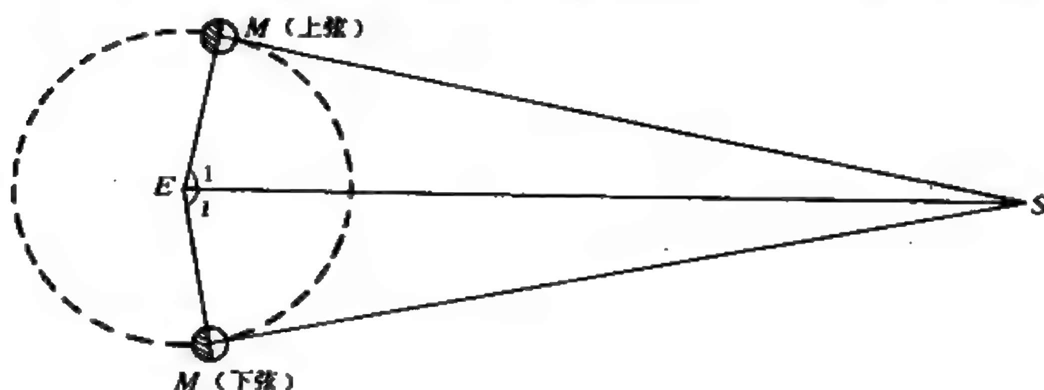


图 4.19　阿利斯塔克利用上、下弦测月地距离的相对值

克测得$\angle SEM=87°$(实际应为$89°51'$),所以他认为月地距离是日地距离的$\frac{1}{18}-\frac{1}{20}$。尽管这与实际的$\frac{1}{389}$相去甚大，但阿利斯塔克却由此得到一个极其精辟的重要结论：太阳比地球大，应当是地球绕太阳转而不是象地心说所说的太阳绕地球转。

差不多一个世纪以后，另一个古希腊大天文学家喜帕恰斯从日食时地球投在月球上的弧状影子，用几何学的方法测定月球的距离，他得到了比较准确的结论：月地距离值是地球直径的$30\frac{1}{6}$倍[①]。

2．三角视差法　对于不能直接到达的目标,原则上都可运用这种方法来测定距离。例如对于河岸对面的目标 C，只要选定一条基线 AB，测出 AB 的长度再量出$\angle A$和$\angle B$，则可算出$\angle C$，于

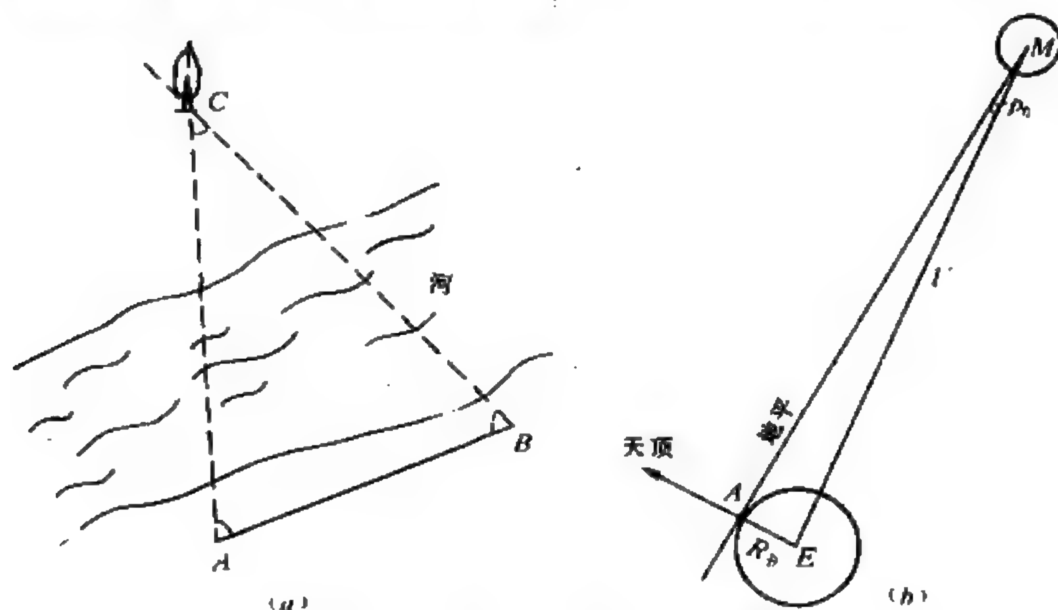


图 4.20　三角视差测距　(a)原理；(b)月球的地平视差

① 表面看来，喜帕恰斯的数值很准，因为这个比值确为30.48，但实际上，当时人们并不知道地球直径的准确值(当时人们心目中的地球半径值比现在所知的小得多)，所以实际上他并未得出具体的月球距离值。

是 AB、BC 均可确定（见图4.20a)。一般把∠C称之为"视差"。测量月球的距离也可利用这种方法。如图4.20b，M 是处于地平线上的月球，A 为地面上一点，E 为地球球心。因为地球半径 $R_\oplus$ 是已知的，只要测出 $\angle p_0$ 的值，便不难得到月球的距离 l，这 p_0 一般称之为月球的地平视差，这相当于站在月球中心看到的地球半径的视角。显然：

$$\sin p_0 = \frac{R_\oplus}{l} \tag{4.14}$$

这样，测定月地距离 l 的问题就归结为测定月球的地平视差 p_0 的问题。然而，实际上地心 E 是不能到达的，所以通常是通过地面上处于同一子午线上的两地（它们相距越远越好）来达到此目的（图4.21)。

在图4.21中，A 是纬度为 ϕ_A 的某地，设 A 处所见的月球视差为 p_A，而 A 处与地心 E 处所测得的月球的赤纬及天顶距分别为 δ_A，δ，z_A，z。

在△AME 中，

$$\frac{\sin p_A}{R_\oplus} = \frac{\sin(180° - z_A)}{l},$$

所以，用（4.14）式代入，可得：

$$\sin p_A = \sin p_0 \cdot \sin z_A, \tag{4.15}$$

不难看出

$$\left.\begin{aligned} p_A &= z_A - z = \delta - \delta_A, \\ z_A &= \phi_A - \delta_A. \end{aligned}\right\} \tag{4.16}$$

把(4.16)式代入(4.15)式：

$$\sin(\delta - \delta_A) = \sin p_0 \cdot \sin(\phi_A - \delta_A) \tag{4.17}$$

在同一子午线上另选纬度为 ϕ_B 的 B 点，同理有：

$$\sin(\delta - \delta_B) = \sin p_0 \cdot \sin(\phi_B - \delta_B). \tag{4.18}$$

由(4.17)和(4.18)式可得：

图 4.21　通过同一子午线上两地测月距(仅画 A 处)

$$\sin p_0 = \frac{\sin(\delta - \delta_A) - \sin(\delta - \delta_B)}{\sin(\phi_A - \delta_A) - \sin(\phi_B - \delta_B)}$$

由于 $\delta - \delta_A$ 和 $\delta - \delta_B$ 都是微量，故有:

$$\sin p_0 = \frac{\delta_B - \delta_A}{\sin(\phi_A - \delta_A) - \sin(\phi_B - \delta_B)} \quad (4.19)$$

p_0 也可以用天顶距来表示:

$$\sin p_0 = \frac{(z_A - z_B) - (\phi_A - \phi_B)}{\sin z_A - \sin z_B} \quad (4.20)$$

最早运用这种方法求得月球地平视差的是两个法国天文学家：拉卡伊(N.L.LaCalle)和勒朗德(J.J.Lalande)。他们在1751—1753年间分别在柏林和好望角联测。这种方法几经改进，现在归算的结果是：

$$p_0 = 3422.60'' = 57'02.6''$$

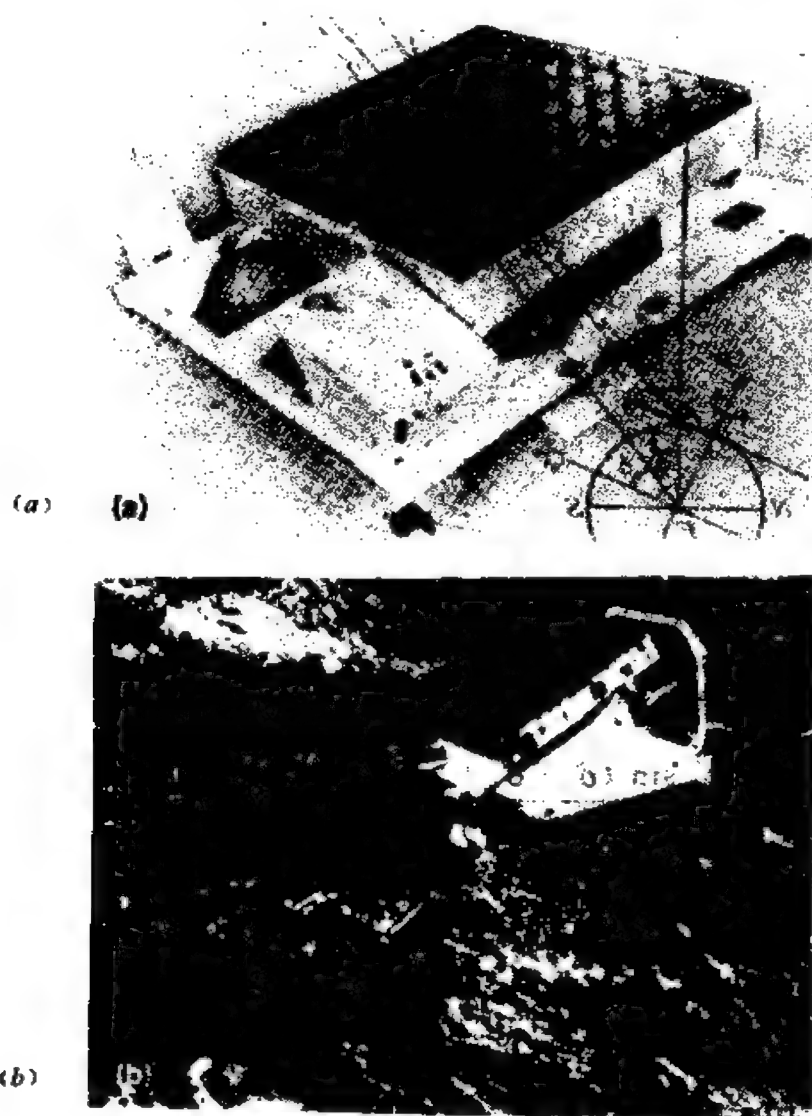


图4.22 "阿波罗"11号宇航员放置于月面上的激光"角反射器列阵"，质量30千克
(a)原件；(b)在月面上

于是从(4.14)式求得 $l = 384400$ 千米。

3．新技术测距　上述的三角视差法虽经二百多年来的不断改进，但由于方法本身的局限，所得结果的误差总在±3.2千米以上。为了提高月地距离值测量的精度，人们不得不求助于新的测距技术。

射电天文学诞生后，尤其是雷达技术的不断提高，使得天体测距精度大为提高。1957年天文学家用雷达对准月球，并成功地接收到了它的反射讯号，从而得到了更准确的月球距离值：384402±1千米。

激光问世后不久，美国麻省理工学院的科学家即在1962年做了第一次激光测月试验，"阿波罗"登月的成功更使激光测月获得了圆满的成功。1969年8月1日，人们利用"阿波罗"11号宇航员安置在月面上的激光反射器(图4.22)，测得了误差仅为±7米的月地距离值。后来"阿波罗"15号的宇航员安置了性能更好的激光反射器，使这个值的误差减小到±15厘米。目前又把精度提高到了±8厘米，相对精度为 2×10^{-11}。

雷达和激光测距技术的原理十分简单，只要测出讯号从发射到反射回来的时间间隔 Δt，则目标的距离为：

$$l = \frac{\Delta t}{2} c, \qquad (4.21)$$

式中 c 即为光速。当然，月球运行的轨道本身是椭圆，所以月地实际距离是随时间而变化的。现在国际上采用的月地距离平均值是384401千米。

二、月球的大小和质量

1．半径　在距离已知后，便不难从角半径得到线半径。如图4.23．因为：

$$R_{☾} = l \sin \rho, \qquad (4.22)$$

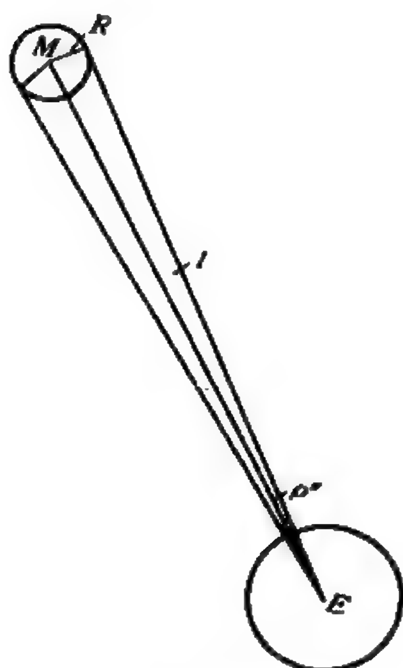


图 4.23　月球的半径

而月球ρ很小，所以可直接化为：

$$R_{☾}=\frac{l}{206265}\rho''. \quad (4.23)$$

ρ''是以角秒表示的月球半径（但要归算到地心），在实际测量中得到的都是角直径$2\rho''$，$2\rho''=31'05.2''=1865.2''$。

如用地球半径$R_{\oplus}$来表示月球半径，则有：

$$R_{☾}=\frac{\rho''}{p_0''}R_{\oplus}. \quad (4.24)$$

用上述求得的l值，则可得：$R_{☾}=1738$千米，相当于地球半径的0.2728。按体积而言，仅及地球2%。

当然上述的ρ值是月球角半径的平均值，实际上它们因月地距离的不同而在变化（图4.24），最大时为16′45″，最小时为14′41″。

现代的测量还表明，月球也不是标准的球体。如把向地球方向、轨道方向、月极方向的月球半径分别记为a、b、c，则有：

$$a-c=1.09\text{千米},$$
$$a-b=0.31\text{千米}.$$

2．质量　月球质量$m_{☾}$的测定远比大小更为复杂，因为月球本身是地球的卫星，并没有绕月球转动的天体，所以无法通过简单的方法去直接测定月球的质量。虽然从理论上说来，可以通过测定潮汐作用来推算它的质量，但实际上这是很困难的，因为地球上的潮汐大小还与地形、海水深度、气候等许多复杂的因素有关。

一个可行的方法是测定地月系统的质心C的位置，以此来推

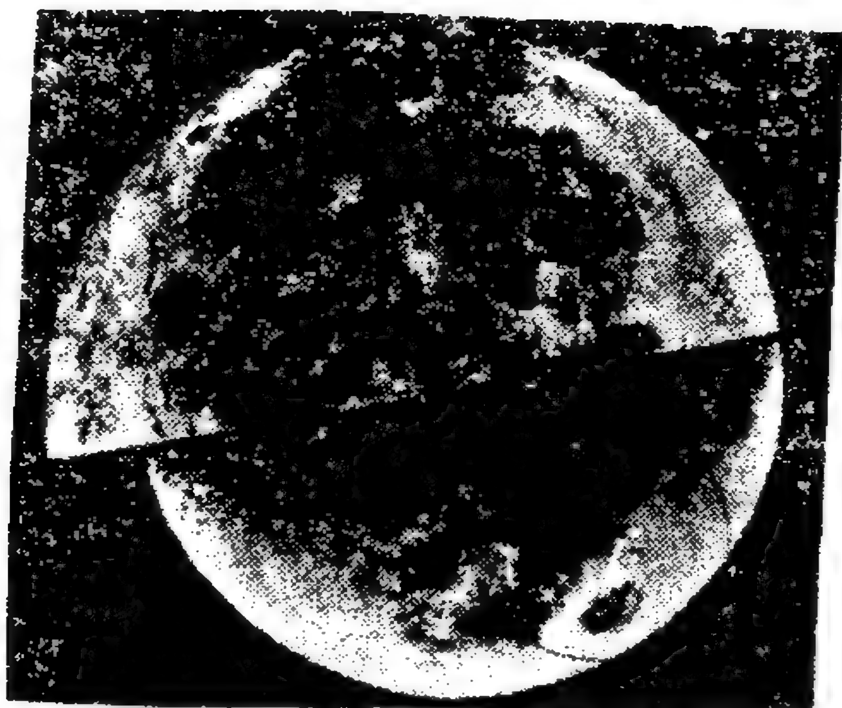


图4.24　月球角半径最大时(右)与最小时(左)的比较

算月地的质量比。天文学家正是首先用这种方法求得$m_{☾}$的，而质心C是通过精确测定太阳在天球上的位置，由它的黄经的细微变化中推算得到EC的(图4.25)。

从力学中关于质心的定义知，

$$m_{\oplus} \cdot EC = m_{☾}(l - EC)$$

天文学家们测得EC =4671千米(即质心在地壳内)。所以，这样算得的质量比为：

$$\frac{m_{☾}}{m_{\oplus}} = \frac{1}{81.30}.$$

现在，人类已能发射各种探测器进行逼近飞行、绕转飞行、软着陆，因此从绕月球飞行的火箭运动，可以得到月球的质量值(见§5.4)。

现在一般认为$m_{☾} = 7.35 \times 10^{22}$千克或$\frac{1}{81.30}m_{\oplus}$.

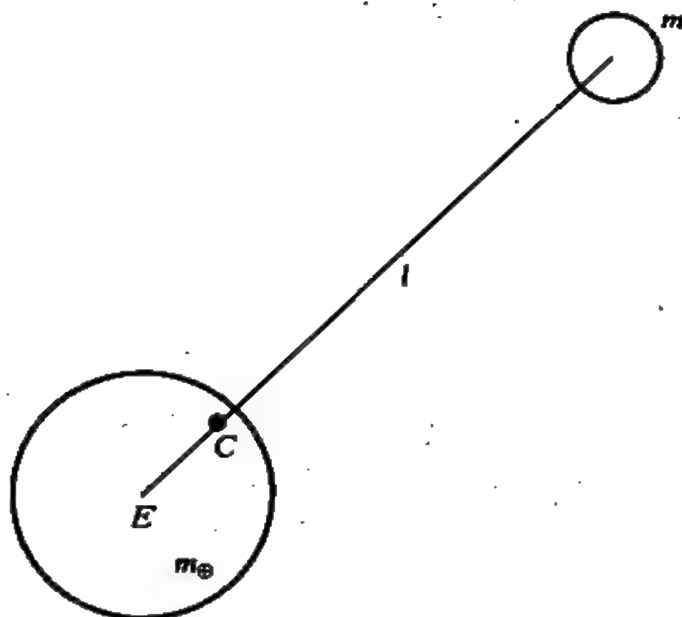


图 4.25　从地月质心求月球质量

从 $m_☾$ 及 $R_☾$ 不难求出月球的平均密度为3.341×10^3千克/米^3。这个值仅相当于地球平均密度的60%，这表明地球、月球的内部结构有较大的差别。

3．表面重力加速度及逃逸速度　从万有引力定律很容易推出月球表面的重力加速度：

$$g_☾=\frac{Gm_☾}{R_☾^2} \tag{4.25}$$

式中 G 为万有引力常数，$G=6.672\times10^{-11}$ 牛顿·米^2/千克^2。把 $m_☾$、$R_☾$代入即得：

$$g_☾=1.623\text{米/秒}^2\simeq\frac{1}{6}g_{\text{地}}.$$

因此同样质量的物体，在月面上的重量仅及地球重量的1/6。这种重力变异曾使登月的宇航员一时很不适应，他们发现在月面上最有效的前进方式是象袋鼠那样向前跳跃。

因为表面重力较小，所以要脱离月球的“逃逸速度”也比地球

小得多，为2.4千米/秒。这使得"阿波罗"宇航员离开月球比较方便．人们也因此设想将来把它作为航天飞行的中继站。但是这也带来了另外的严重后果——使月球上无法保持大气，而成为奇特的荒漠世界。

§4.8　月球的运动及其引起的天文现象

一、月球的轨道运动

月球是地球的天然卫星，它以椭圆轨道在绕地球运转。然而月球的轨道运动却是天体力学中最复杂的问题之一，精确的运动方程长达几千项。这是因为有许多因素都会对月球的运动产生影响，使月球的轨道表现出很复杂的变化

1．白道平面　月球轨道平面在天球上截出的大圆称之为"白道"。白道平面既不重合于天赤道也不平行于黄道面，而且它的空间位置在不断变化，白道与黄道的交角以 i 表示，它的变化范围为4°57′—5°19′，平均值为5°09′，变化的周期为173日。

黄道与白道的两个交点也在不断变动。按天文学上的惯例，白道从黄道面之南到黄道面之北的那个交点称之为白道的升交点（图4.26 *a*），那么另外一点称为白道的降交点（图4.26 *c*）。在太阳引力的作用下，这两个交点都在不断西退，（与"岁差"相仿），这种退行运动很迅速，每18.61年便转过360°，相当于平均每年西退19°21′。

由此可知，白道与赤道的交角 Δ 可在一个较大的范围内变化，其最大值是 $\Delta_{max}=\varepsilon+i$（图4.26*a*），最小值则是 $\Delta_{min}=-(\varepsilon-i)$（图4.26*c*）。取 i 最大时：

$$\Delta_{max}=23°27'+5°19'=28°46'；$$

$$\Delta_{min}\doteq-(23°27'-5°19')=-18°08'.$$

而一般情况 Δ 可从球面三角公式求得（图4.26 *b*，*d*）：

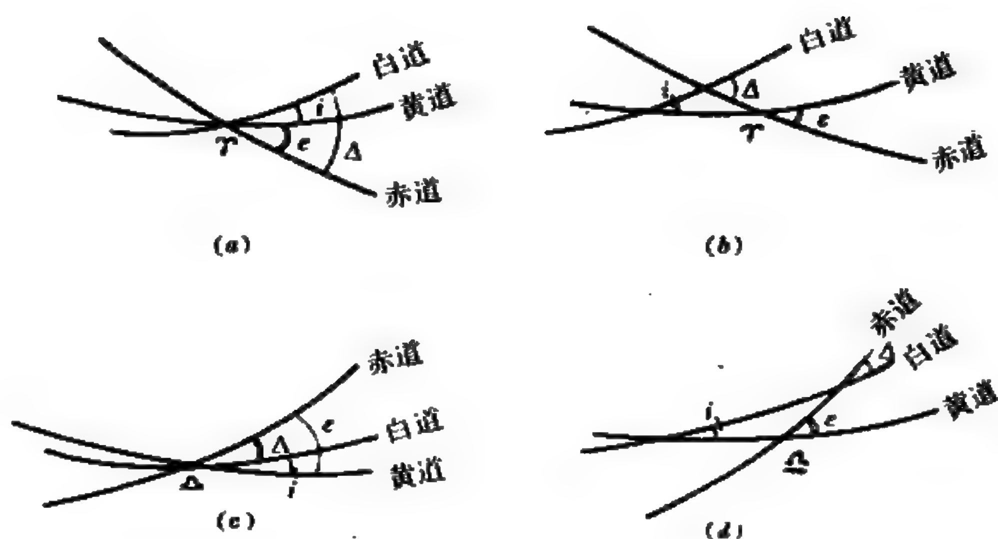


图 4.26 白道与赤道的交角的变化范围

(a) $\Delta=\varepsilon+i$; (b) $\Delta<\varepsilon+i$;

(c) $\Delta=-(\varepsilon-i)$; (d) $-(\varepsilon-i)<\Delta<0$

$$\cos\Delta=\cos i\cos\varepsilon-\sin i\sin\varepsilon\cos\lambda \quad (4.26)$$

其中λ为月球轨道升交点黄经。

2. 偏心率与拱线的变化 白道面是月球轨道所在平面，除了轨道平面变化外，月球轨道的形状和取向也在不断改变（图4.27）。

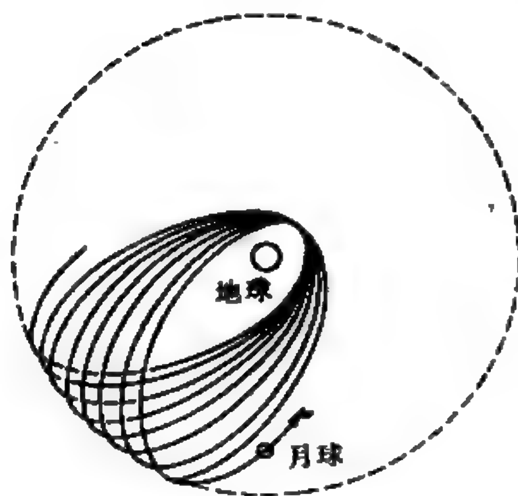


图 4.27 月球轨道拱线的进动

椭圆的形状取决于偏心率e，e越大，椭圆越扁，$e=0$时为正圆，$e=1$时为抛物线。月球轨道的偏心率e的变化范围是1/15—1/23，平均值$\bar{e}=0.0549$。

当$e=1/15$时，月地的距离变化在358774—410028千米之间，相差达到13%左右，在一般情况下$e\simeq0.0549$，所以月

地距离大致在363297—405505千米之间变化，变化的范围约11％（图4.24）。

此外，月球轨道的近地点和远地点的空间位置也在不断改变。或者说，其拱线——近地点与远地点的联线在沿着月球公转的方向即自西向东不断进动，进动的速度平均每年40°41′，相当于周期为8.85年（图4.27）。

二、月相和月龄

自古以来"月有阴晴圆缺"，这种位相变化或不同的月面视形状，或镰刀形、或半圆形、或圆形……，这些统称为月相。

造成各种月相的原因有两个：（1）月球与地球一样是本身不发光的天体，从地球上只能见到它被阳光照射到的部分，对于阳光照射不到的部分则是不易见的。（2）月球在绕地球作周期性的公转，地球本身又在绕太阳公转，这就造成了三者的相对位置在经常不断地变化（图4.28），人们看来即呈不同的月相。而且因为这种互相的绕转运动都是周期运动，所以月相变化也必然有严格的周期。

1．朔　当月球处于图上 a 的位置时，对着地球的月球半面是黑暗面，这样地球上的人们便无法看到月球，这种月相称之为"朔"或"新月"，它出现于农历每月的初一。从天球上看来，朔是太阳与月亮黄经相等的时刻。即：

$$\lambda_{☾}-\lambda_{☉}=0°.$$

二者几乎差不多同时从地平线上出没、升降。

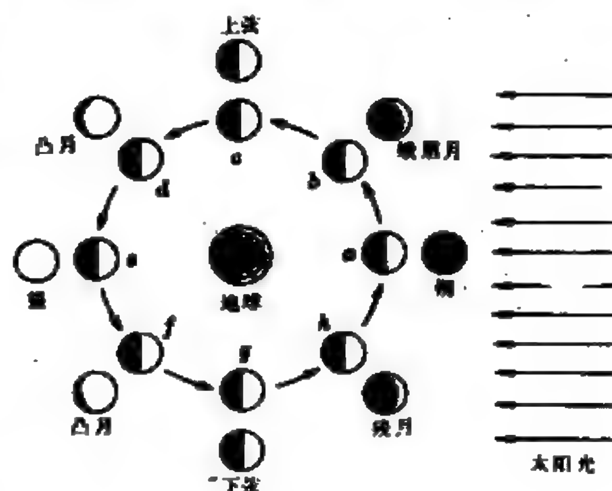


图 4.28　月球的各种位相

2．上弦　在新月

之后，月球慢慢离开太阳向东运动，亦即 $\lambda_{☾}-\lambda_{☉}$ 值逐渐增大，月球升起的时间越来越迟，从月相上说便是“蛾眉月”（b）的月面日渐增大。当到达 C 的相对位置时，$\lambda_{☾}-\lambda_{☉}=90°$，（或者说太阳、月球、地球构成直角三角形）朝向地球的月面正好有一半被阳光照亮，恰似一张弓，这时的月相称为“弦”。出现于新月之后的称“上弦”，上弦时见到的是月球西半圆。因为这时月球在天球上位于太阳东边90°处，所以大约正午时升起（但在白天不可见），而太阳落入西方地平时，上弦月差不多正处于中天位置，因此上弦月是出现于上半夜，位置在西方夜空。

3．望（满月）　上弦月经过“凸月”（d）到达 e 时，称之为“望”，或者满月，地球上即见皓月当空。由于 $\lambda_{☾}-\lambda_{☉}=180°$，即当太阳西落时，它即东升；太阳下中天时（子夜）它上中天，因此明月整夜可见，望发生在农历每月的十五或十六。

4．下弦　经过满月之后，可见月面慢慢变小，并又经过一次“凸月”（f）到达 g 的相对位置，这称为下弦。它的东半面被阳光照亮，从天球上看来，月球处于太阳的西边90°处，这时候 $\lambda_{☾}-\lambda_{☉}=270°$，或者说 $\lambda_{☉}-\lambda_{☾}=90°$。所以当太阳下中天时，它才从东方升起；而当它快到上中天时，天已拂晓了。所以下弦月是出现在下半夜的东方夜空，人们早晨能见到的月亮则是下弦月及以后的“残月”（h）。月球从 g 经过 h 又回到新月（a），又开始新的一次周期变化。

5．月龄　月相是一种定性的描述，如要进行定量的研究则需要引入“月龄”的概念。月龄是这样定义的：以日为单位表示的该月相与新月的时间间隔，由于朔望的变化周期平均为29.53日，所以

表 4.2　月龄与相对亮度

月龄	3	5	7	上弦	9	11	13	望	17	19	21	下弦	24	26	28
$\lambda_{☾}-\lambda_{☉}$	37	61	85	90	110	134	159	180	207	232	256	270	293	317	341
相对亮度%	0.7	2.6	6.8	8.3	16	30	58	100	49	26	13	7.8	3.6	1.1	0.2

朔、上弦、望、下弦的相应月龄分别为0、7.4、14.8及22.1，这大致与农历的日期相一致。月龄与月，日的黄经差及其相对亮度大致如表4.2。

三、五种"月"

太阴历中以月球运动为基础，但实际上"月"有各种不同的标准和长度。

1. 朔望月　月相变化周期的时间长度，即连续两次朔(或望)的时间间隔，它等于29.53059日。朔望月最易观测，因此太阴历都以朔望月为准，中国的农历亦很严格地以朔日作为每月的开始。

2. 恒星月　以某恒星为标准，月球在白道运行一周时间。实际上，它即相当于月球绕地球的公转周期。恒星月和朔望月是两个相互关联的量，它们与地球的公转周期三者之间有相当简单而又重要的关系。

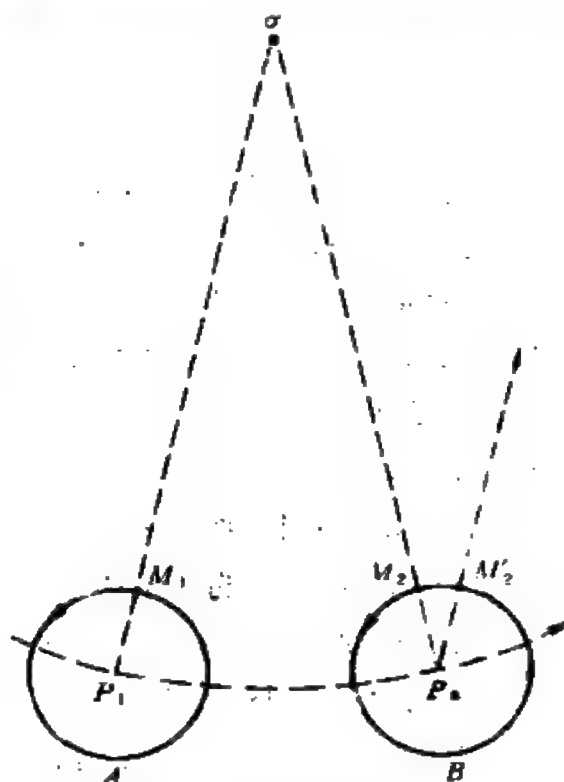


图 4.29　朔望月和恒星月

如图4.29，其中 σ、P、M 分别表示太阳、地球和月球。A 和 B 是正好一个朔望月的连续两次朔的情况，而恒星月是相当于从 M_1 到 M'_2 的时间。

显然，朔望月的长度大于恒星月。

令 S、T、E 分别表示朔望月，恒星月与恒星年(365.25637日)的长度。因 $P_1M_1 \parallel P_2M'_2$，故有

$$\frac{360^\circ}{T}\cdot S-\frac{360^\circ}{E}\cdot S=360^\circ$$

即：

$$\frac{1}{S}=\frac{1}{T}-\frac{1}{E} \qquad (4.27)$$

(4.27)式常称为"会合运动方程式"，会合运动是天文学上一个相当有用的概念，以后还会经常遇到。把已知的S、E的值代入，即可从(4.27)式算得恒星月：

$$T=27.32166日$$

3．近点月　月球连续两次经过近地点的时间间隔。由于拱线在不断的东进，因而近点月的长度略长于恒星月。根据实际的测定，它的长度为27.55455日。近点月与月球的近地点相联系在一起，有人认为，月地距离的变化可能对潮汐、地震活动等会产生一定的影响。

4．交点月　以月球轨道升交点作为标准，月球连续两次经过升交点的时间间隔称之为交点月。不难理解，由于它的升交点具有类似"岁差"那样的西退运动，交点月的时间是最短的，根据测定为27.21222日。月球在交点时，便与太阳的黄纬相等，因此交点月与是否发生日月食有关。

5．分点月　以春分点为准，月球连续两次$\lambda_{☾}=0^\circ$的时间间隔称为分点月。也有人称它为"回归月"，回归月的长度比交点月长，但略短于恒星月，为27.32158日。

四、月球的自转

月球在绕地球公转的同时还在不停的自转，以前有人以为月球始终以同一半球面朝向地球，所以它没有自转。虽然，这是一种误解，自转与否的标准不是地球，而是恒星。

月球自转的情况可见图4.30，E 表示地球，M_1、M_2、M_3、M_4是月球在轨道上四个不同位置。从地球上看到的总是abc月面。如

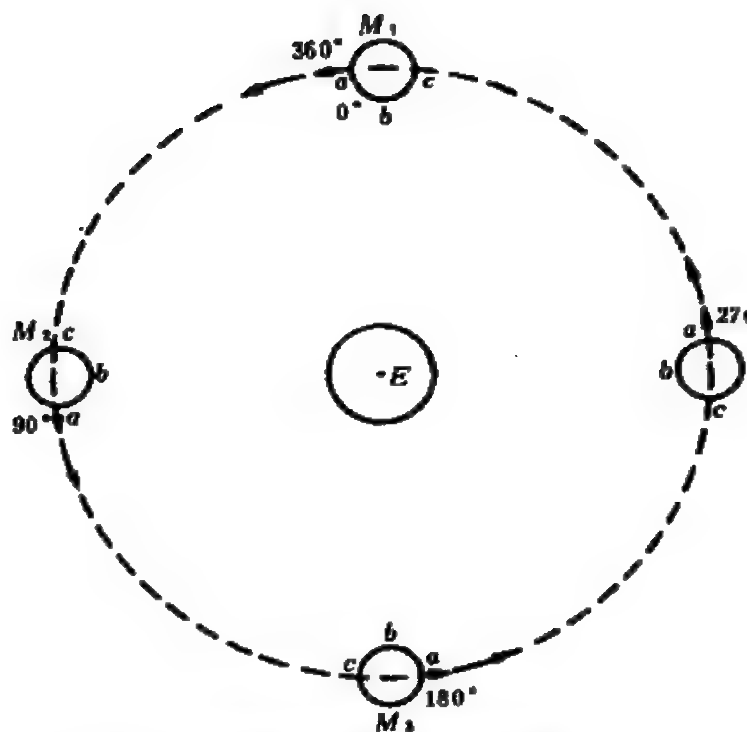


图 4.30 月球的自转周期与公转周期相等，使它始终以 abc 半圆面朝向地球

在 M_1 时，a 朝着某一恒星的方向。到 M_2 时，a 已逆时针方向转过了90°。同样到 M_3 时则已转过了180°……。

由此可见，月球的确在空间自转着，自转的方向和周期都与它公转一样，周期正好是一个恒星月即27.32166日。

自转周期(或角速度)与公转周期(或角速度)相等，这不仅存在于地月系统，而且几乎是卫星世界的普遍规律，天文学上称这种自转为"同步自转"。一般认为同步自转是因为行星对卫星长期潮汐作用的必然结果。

月球的自转轴并不垂直于其轨道平面，或者说月球的赤道面与白道面、黄道面都不重合，实际的观测表明，月球赤道面与黄道面的交角为1°32′左右。而且用

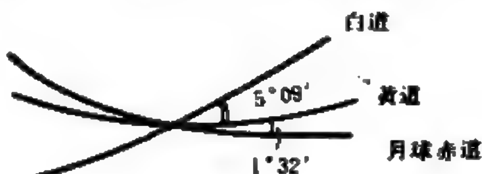


图 4.31 月球赤道、白道、黄道三平面始终相交于一直线

天体力学的方法可以证明：月球赤道面与白道面的交点始终在黄道面上，（图4.31）。因此，月球的赤道面与其轨道面的交角平均为6°41′，这比地球的黄赤交角ε小得多。

五、天平动

长期仔细观测不难发现，“月球始终以同一半面朝着地球”的说法并不严格。对照不同月龄的月球照片便可以发现，月面的边缘不尽一致，总有一些微小的、但是明显的变化。人们实际观测到的月面面积并不是50%，而是59%左右。地球上真正看不到的月球背面部分只占整个面积的41%，天文学上称这种现象为“天平动”。根据造成原因的不同，天平动有以下几类：

1．经(度)天平动　既然月球绕地球的轨道是椭圆，那末它的公转角速度就不是均匀的，在处于近地点M_1附近时（图4.32），它的公转角速度最快，而在远地点M_3附近时，公转角速度最慢。然而月球的自转角速度却基本上是均匀的，所以从M_1到M_2的1/4

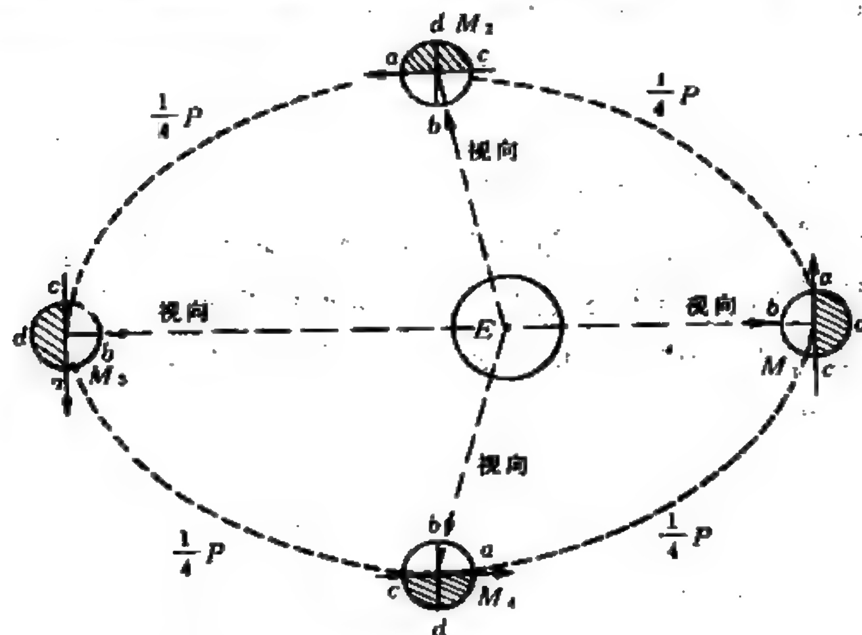


图4.32　月球的经天平动，阴影部分是不可见面

圈时，自转所转过的角度还不满90°；这样从地球上看来，本来月面的中心 b 都偏向了东侧。（以地球上东、西作标准，下同。）原来在 c 边缘（西边缘）后面的部分月球背面也变成可以观测的了。

月球从 M_2 — M_3 或者 M_3 — M_4 时，运动时间显然又大于1/4周期，自转转过的角度超过了90°，因而在 M_3 时，月面上的 b 又回到了中心；到 M_4 时，b 又偏向了西侧，使人们可以窥见原来在东边缘 a 后面的部分月球背面地区。

月球可见面的这种变化表现为经度方向的摆动，所以称之为经（度）天平动。经天平动也是几种天平动中最显著的，平均可以达7°54′，显然它的摆动周期是近点月。

2．纬（度）天平动　如前所述，月球的赤道面与白道面并不重合，而是有一交角，交角的平均值为6°41′。但自转轴在空间的指向是不变的，所以月球在轨道上不同的位置，地球上看到的月面的南北方向也会有些摆动。如在 M_1 时，人们可以看到月球南极后面的月面；而当月球转到 M_2 位置时，人们便又可以观测到月球北极后的地区（图4.33）了。这样也不难理解，在 M_1 与 M_2 中间的两个位置，人们看到的才是"标准"的月球正面。

月球可见面的这种变化主要在纬度方向，所以称之为纬（度）天平动。纬天平动的值即是月球赤道与白道的交角，在6°29′—6°51′的范围内，平均为6°41′。显然，它的摆动周期应为交点月。

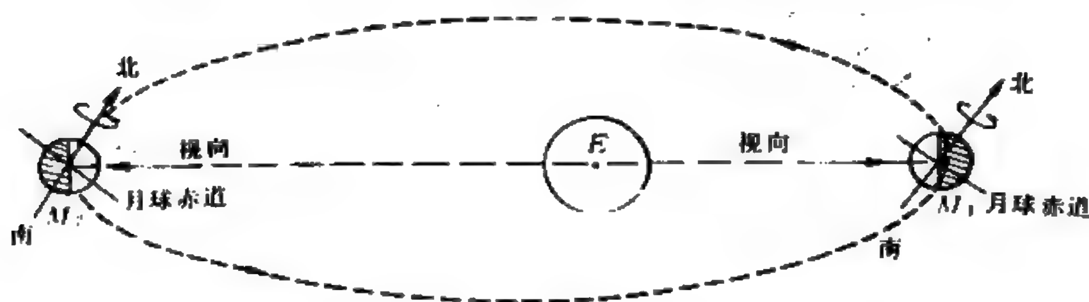


图4.33　月球的纬天平动，阴影部分是不可见月面

3．周日天平动　因为月球的距离较近，所以由于视差又产生了两种天平动。视差是由于地球不同观测地点造成的，这两种周日天平动实质上相当于由于观测所处的地理纬度和经度不同而引起的变化。月球由于周日的东升西落（也可看作同一时刻地球上经度相差180°的两个地方），如在M_1（月球东升），地面上看到的月面，能见到c后面——西边缘以外的月面，而在月落时，地面上则能看到其东边缘a后的一部分（图4.34a）。

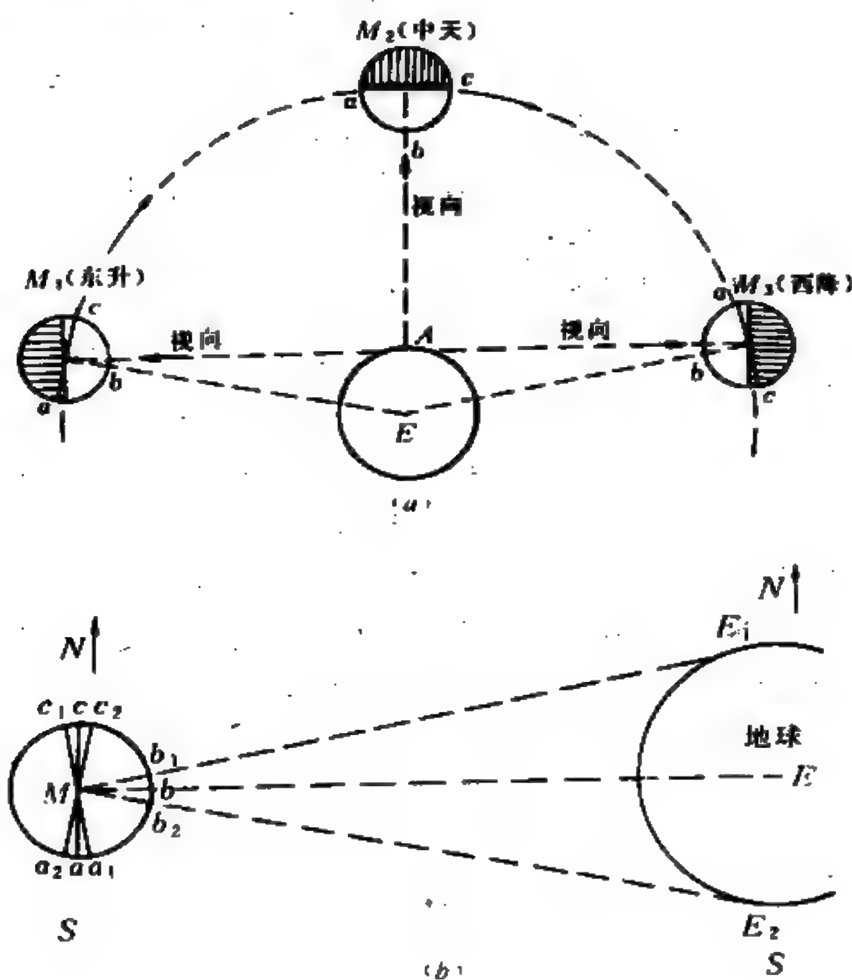


图4.34　月球的周日天平动

（a）不同经度引起的；（b）不同纬度造成的

第二种周日天平动是因地理纬度的不同而造成的(图4.34*b*)，在 E_1 处看到的月面是 $a_1b_1c_1$，可以看到月球北极后面的边缘；在 E_2 处则看到了 $a_2b_2c_2$ 的月面，即可见到其南极以外的区域。

这两种天平动的范围并不太大，合起来大约只有1°左右。因起因于视差，也称为视差天平动。

4．物理天平动　上述三种天平动并非是月球本身在空间幌动，仅是视现象，故称之为视天平动或者光学天平动。除了视天平动外，月球并非是一个理想的球体，它的物质分布也不完全均匀，其几何中心与质心并不重合。加上赤道面与白道面有一个小交角，因此在地球引力的作用下，它在空间也的确有很微小的摆动。早在十七世纪，牛顿已从理论上提出了这种天平动的可能。

然而，物理天平动造成的摆动甚微，至多只有2′左右，而在地球上能觉察到的还不到其中1%——即大约只有1″，所以只是到了近代依仗了精密仪器，才真正观测到了这种极其细小的真正的物理天平动。

在空间探测之前，天平动是人们研究月球背面的唯一途径。如今，空间探测的巨大成就不仅已得到了完整的月球背面照片，而且人类早已实现了登月的理想，因此，天平动的重要性已远非昔比了。

§4.9　月球的物理状况

一、月面地形

从伽利略画出了第一张观测的月面图以来(图1.1*a*)，经过几百年来的不断观测研究，人们绘制的月面图已不计其数，先后公开发表、有一定科学价值的便有150帧以上，其中最大的一幅月面图直径达7.5米。迄今为止，人类已六次12人登上了月球(图4.35，表4.3)，另外还有 9 名宇航员作了绕月飞行，他们拍摄了15000多

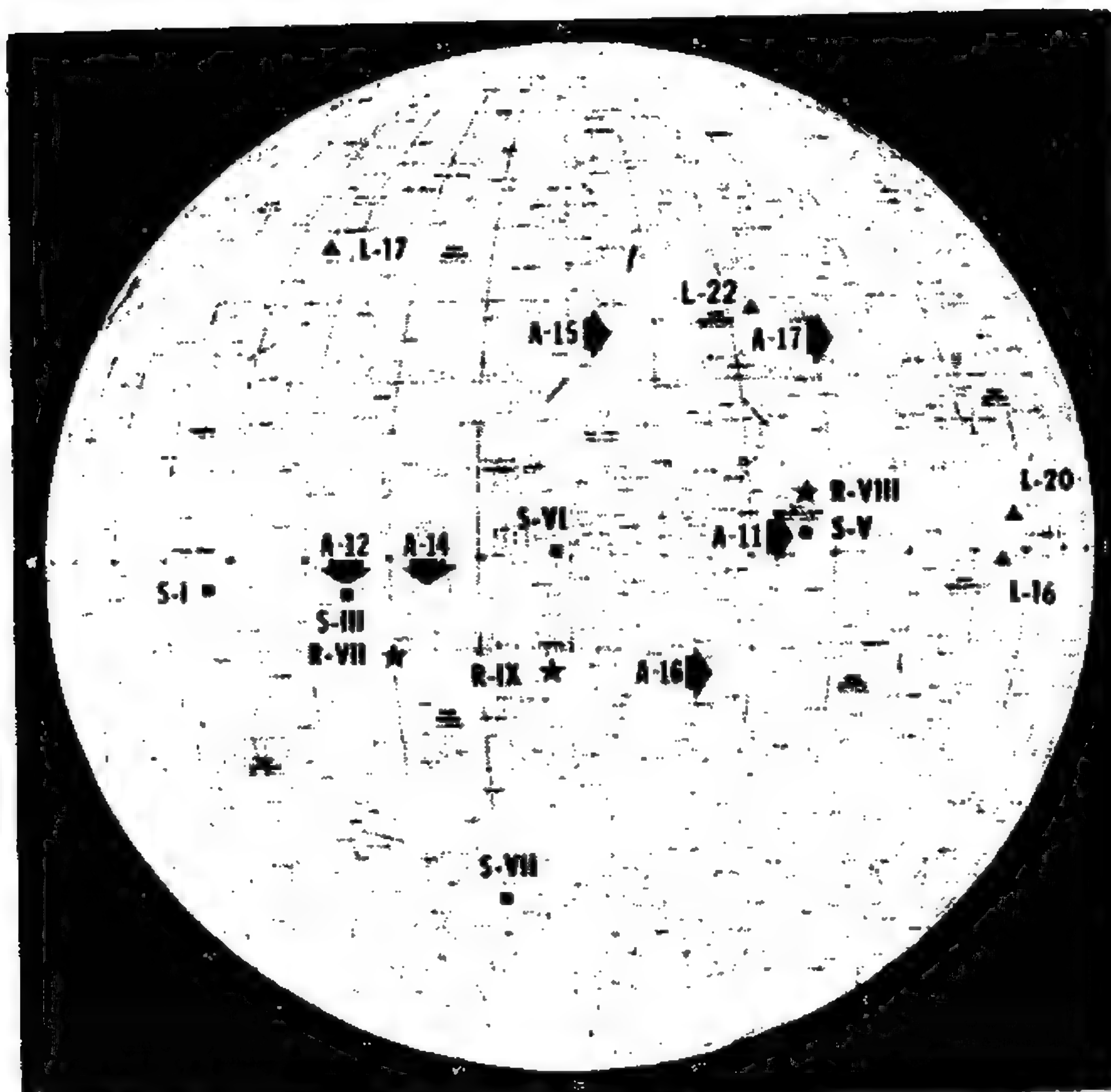


图4.35　苏美航天飞船登月处位置

R——美国“徘徊者”（硬着陆）

S——美国“勘测者”

L——苏联“月球轨道飞行器”

A——美国“阿波罗号”

张清晰的月球近距照片、长达几公里的电影胶卷，“阿波罗”登月的宇航员带回的月岩有380公斤。此外，苏联“月球16”（1970年9月）、“月球20”（1972年2月）、“月球24”（1976年8月）无人飞船也取得了许多月球土壤的样品，因而现在甚至有人这样认为：今天

表 4.3 "阿波罗"登月情况[1]

"阿波罗"编号	登月时间	登月地点			带回月岩（公斤）	主要研究月球项目
		地点	经度	纬度		
11	1969.7.21	静海	23°26′（东）	0°41′（北）	22	月球地质、激光测距、月震试验、近距照相
12	1969.11.18	风暴洋	23°24′（西）	2°27′（南）	34.6	月球地质、月球磁场、近距照相
14	1971.2.5	弗拉摩洛环形山北	17°28′（西）	3°40′（南）	42.6	月球地质、激光测距、月球磁场、月壤力学
15	1971.7.31	哈德利月谷东	3°39′（东）	26°26′（北）	77	月球地质、激光测距、月震试验、月球磁场、月球环境
16	1972.4.20	笛卡尔环形山	15°30′（东）	9°（南）	95	月球地质、激光测距、月震试验、月球磁场、月壤力学
17	1972.12.12	利特罗夫环形山	34°45′（东）	20°10′（北）	109	月球地质、表面电性能、月震试验、月球大气、重力，月球喷出物

1 阿波罗13号中途发生故障，经历无数艰险后，三名宇航员最后放弃登月计划而返回了地球。

天文学家对于月球表面的了解，甚至已超过了地质学家对海洋底层状况的知识。

月面地形主要有以下几种构造：

1．环形山(月坑) “环形山”是当年伽利略为月面上密密麻麻的圆环状突起物的名称，一直沿用到了今天。环形山是月面上最显著的特征，它们犬牙交错、星罗棋布，几乎布满了整个月球表面。尤其在其中南地带，环形山更加显得鳞次栉比，密度甚大(图4.36)。

环形山大小不一，直径相差悬殊。最大的是月球南极附近的贝利环形山，直径为295千米，可容纳整个海南岛。而多数环形山不过几千米，有的甚至只是几十厘米的坑洞而已。以直径不小于1千米为限，环形山的数目约为33000左右，占月球表面积的7—

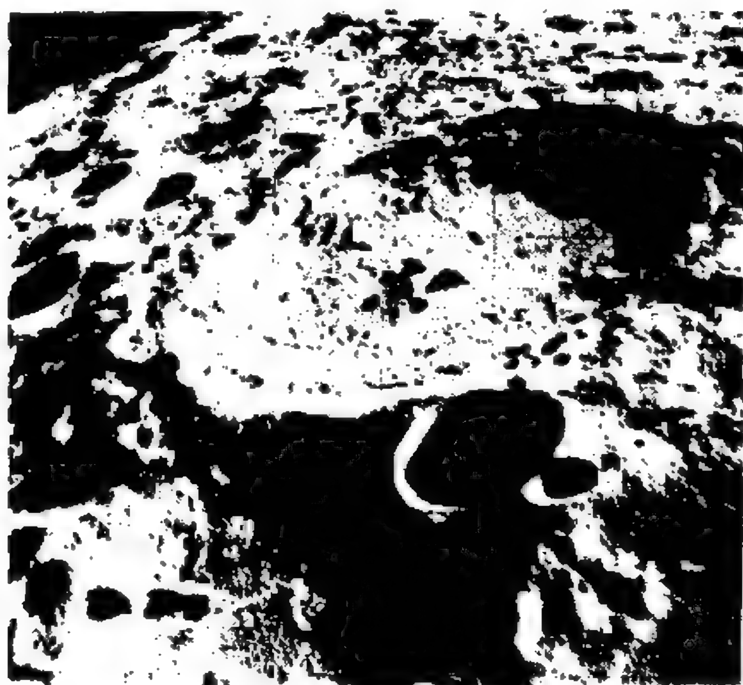


图4.36 月面环形山，图中的大环形山在月球背面，直径80千米

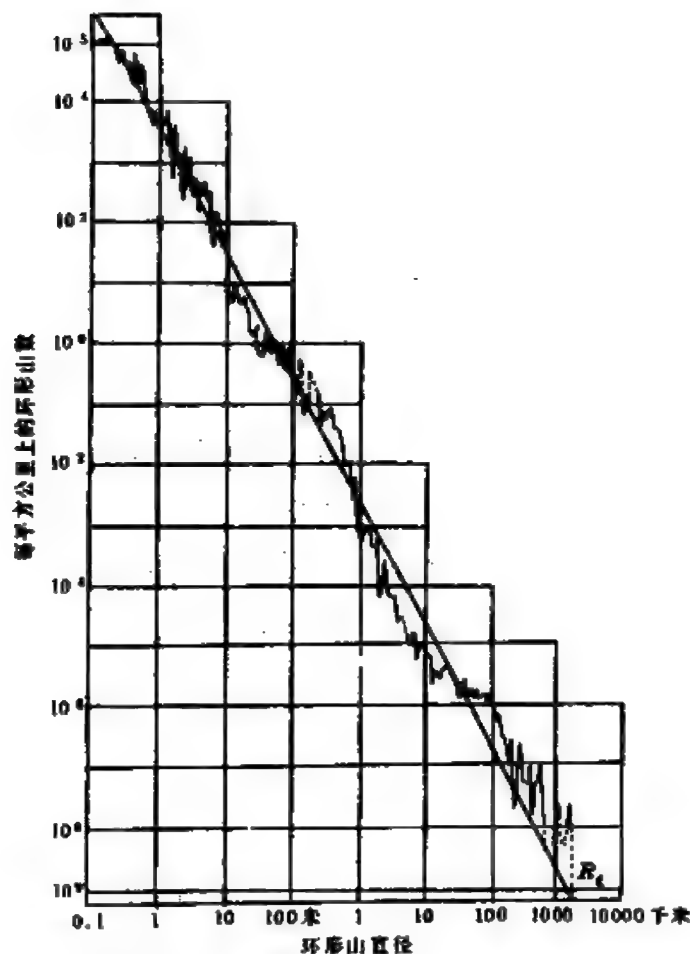


图 4.37 环形山数与直径的关系

10%。根据统计，环形山的数目与环形山直径之间有着明显的关系(图4.37)。

环形山多以科学家名字命名，如哥白尼环形山、牛顿环形山、张衡环形山等等。

环形山酷似地球上的火山口或陨星坑。它们的共同特点是内壁陡峭、坡度很大，通常在25—50°之间，平均为35°左右。而其外侧则相当平缓，一般不超过8°，多数在5°以下。在环形山底部，有时中间还常有一个“中央峰”。

多数人认为环形山主要是因长期的陨星轰击造成的，所以环

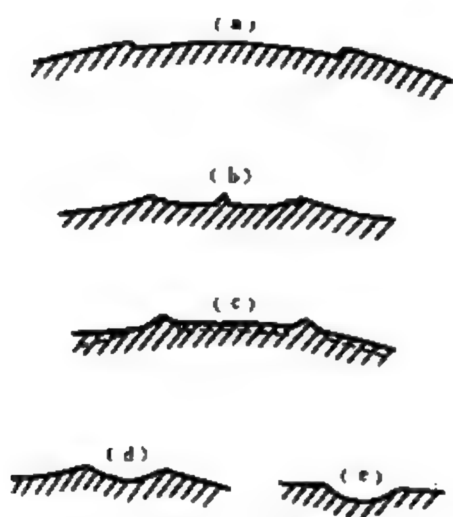


图 4.38 五类环形山
(a)克拉维型；(b)哥白尼型；(c)阿基米德型；(d)碗型；(e)酒窝型

形山的形成年代彼此也有很大的差别。而细细考察，环形山的构造细节也是丰富多彩的，所以有不同的分类法。比较简单实用的是一个日本学者于1969年提出的标准，他把环形山分为五类(图4.38)。

(1) 克拉维型：这是一类较为古老的环形山，由于年代久远，其周壁大多遭到了严重的破坏，有的已变得面目全非，几乎失去了原来的面貌。

(2) 哥白尼型：较年轻的环形山，它们常带有清晰的"辐射纹"，它们的内壁坡常有同心圆阶梯状段丘，中央则有明显的"中央峰"之类隆起物。

(3) 阿基米德型：由于山底的平面与外围的月海平面高度相仿，故环壁较低，很可能是由(2)演化而来的。

(4) 碗型及(5)酒窝型：都是较小的环形山，有的因太小，直径只在米的数量级。

2．月海 肉眼所见月面上的暗黑地区实际上是月面上的广阔平原。由于历史上的原因，所以这个名不符实的名称保留到了今天。

已确定的月海共有22个，此外还有些地形也有称之为"月海"或"类月海"的，公认的22个海绝大部分在月球正面(图4.39)，背面只有3个，还有4个海则在边缘地区(表4.4)。在正面的月海的面积略大于50%，其中最大的"风暴洋"面积约有五百万平方千米，差不多有九个法国面积的总和。

大多数月海大致呈圆形、椭圆形，而且四周多为一些山脉封

表 4.4 月海及其平均直径

正面				背面		跨正、背面	
海名	直径（千米）	海名	直径（千米）	海名	直径（千米）	海名	直径（千米）
风暴洋	1740	冷海	410	莫斯科海	250	南海	410
雨海	1150	湿海	360	东海	230	史密斯海	300
静海	990	知海	350	智海	200	界海	225
澄海	620	汽海	270			洪德堡海	200
丰富海	550	浪海	230				
云海	430	泡海	160				
危海	420	蛇海	125				
酒海	410						

闭住，但也有一些海则是彼此相联成一大片的。除了海以外，还有五个与"海"地形类似，但面积略小的"湖"——梦湖、死湖、夏湖、秋湖、春湖。但也有的湖比海还大，如梦湖的面积达7万平方千米，比汽海等还大得多。

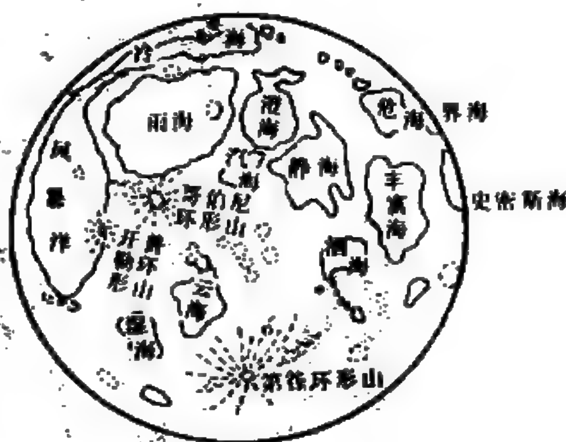


图 4.39 正面的月海

月海伸向陆地的部分称之为"湾"和"沼"，它们都分布在正面。湾共有五个：露湾、暑湾、中央湾、虹湾和眉月湾；沼有腐沼、疫沼及

梦沼三个。其实，湾与沼并没有实质性的区别。

月海的地势一般较低，类似于地球上的盆地，月海比月球平均水准面低1—2千米，个别最低的海如雨海的东南部甚至比周围低6000米。月海的反照率(一种量度反射阳光本领的物理量，见§5.5)也比较低，因而看来显得比较黝黑。

3．月陆与山脉　月面上高出月海的地区称之为月陆，它一般比月海水准高出2—3千米，由于它的反照率较高，因此月陆看来比较明亮。在月球正面，月陆的面积与月海大致相仿，但在月球背面，月陆的面积显然比月海大得多(图4.40)。

从同位素测定知道月陆比月海古老得多，它是月球上最古老的地形特征。

在月球上，除了犬牙交错的众多环形山外，也存在着一些与

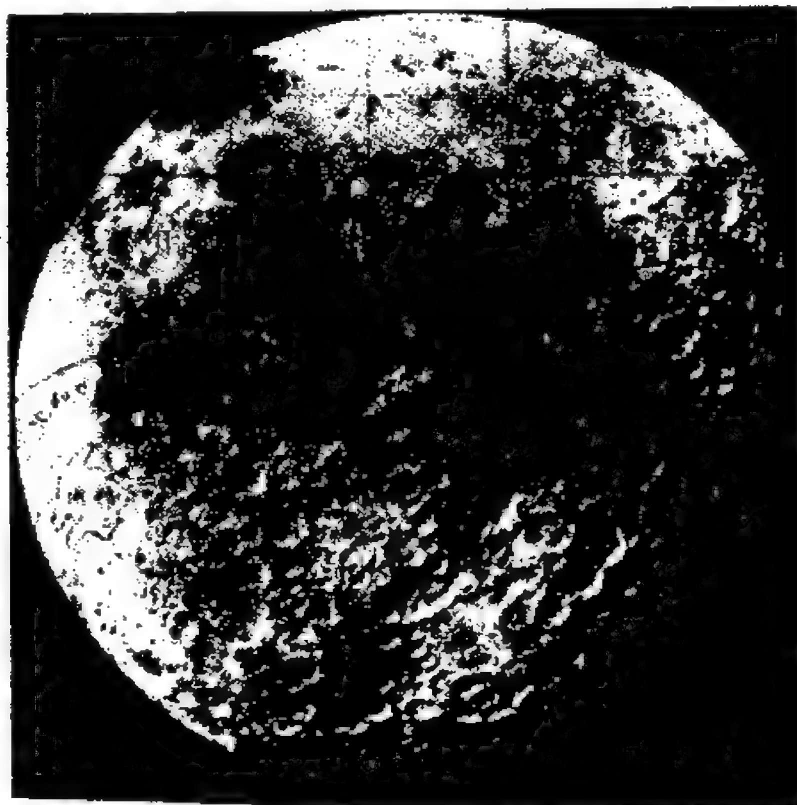


图 4.40　月球的背面海较少

地球上相似的山脉。月球上的山脉常借用地球上的山脉之名，如阿尔卑斯山脉、高加索山脉等等，其中最长的山脉为亚平宁山脉，绵延1000千米，但其高度不过比海面高三、四千米。

山脉上也有一些峻岭和山峰，过去人们曾过高地估计了月球上山峰的高度。现在知道，月球上大多数山脉的高度和地球相仿，最高的山峰(亦在月南极附近)也不过是9000米和8000米，与地球之巅珠穆朗玛峰所差无几。月面上6000米以上的山峰有6个，5000—6000米的有20个，4000—5000米的则有80个，高达1000米的有200个。

月球上的山脉有一普遍的特征：两边的坡度很不对称，向海的一边坡度甚大，有时甚至呈现为断崖状，而另一侧面则相当平缓。

除了山脉和山群外，月面上还有四座长达数百千米的峭壁悬崖。其中三座突出在月海之中，这种峭壁也有"月堑"之称。

4. 月面辐射纹　月面上还有一个主要特征是一些较"年青"的环形山常带有美丽的"辐射纹"，这是一种以环形山为辐射点向四面八方延伸的亮带。它几乎以笔直的方向穿过山系、月海和环形山。

辐射纹的长度和宽度彼此不一，最引人注目的是第谷环形山，它具有几条明晰的亮纹，最长的一条长度约1800千米，尤其在满月的时候蔚为壮观。其次，哥白尼和开普勒两个环形山也有相当美丽的辐射纹(图4.41)，根据统计，具有辐射纹的环形山有50个。其中表4.5列出了辐射纹最长的前十名。

形成辐射纹的原因至今未有最后定论。实质上，这是与环形山的形成理论密切相联系的，现在多数人倾向于陨星撞击说，在没有大气的月球上，陨星撞击可能使那些高温的碎块四溅很远。但也有一些科学家认为不能排除火山作用，认为那些辐射纹是火山灰物质，月球火山爆发的喷射，因为没有大气层风的活动，也会



图 4.41　哥白尼山的辐射纹

成为向四处飞散的辐射形状。

5．月谷(月隙)　地球上有许多著名的裂谷，如东非大裂谷。月面上也有这种地形构造——那些看来弯弯曲曲的黑色大裂缝即是月谷，它们有的绵延几百到上千千米，宽度从几千米到几十千米不等。

那些较宽的大月谷大多出现在月陆上较平坦的地区，而那些较窄、较小的月谷(有时称之为月溪)则似乎到处都有。最著名的月谷是在柏拉图环形山东南联结雨海和冷海的阿尔卑斯大月谷

表 4.5 有辐射纹的十个环形山

环形山名	位置		山直径（千米）	辐射纹（千米）	环形山名	位置		山直径（千米）	辐射纹（千米）
	经度	纬度				经度	纬度		
第谷	11 20'（西）	43 20'（南）	86	3000	奥伯斯	76 15'（西）	7 12'（北）	67	800
朗格林诺斯	61 15'（东）	8 36'（南）	132	1520	开普勒	37 46'（西）	8 （北）	32	640
哥白尼	19 40'（西）	9 30'（北）	91	1200	阿里斯塔尔	1 15'（东）	35 （北）	56	640
捷奥菲勒斯	24 26'（东）	13 （南）	102	1080	史蒂芬斯	54 20'（东）	32 16'（南）	25	640
亚诺萨戈腊斯	10 （西）	73 45'（北）	51	960	斯托雷波	55 （东）	62 （北）	55	640

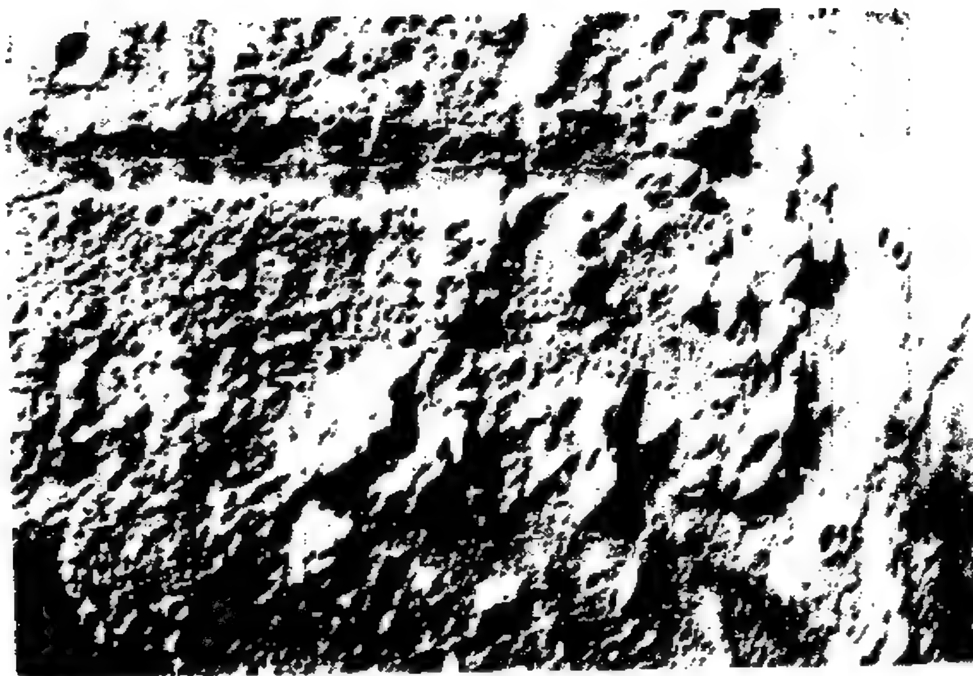


图 4.42 阿尔卑斯大月谷

(图4.42)，它把月面上的阿尔卑斯山拦腰截断，很是壮观。从太空拍得的照片估计，它长达130千米，宽10—12千米。

表 4.6 月谷概况

月谷名	估测（千米）		月面大致位置
	长	宽	
里塔	500	20—30	南海东北面、詹森环形山东的月陆上
巴德	210	20—30	东海盆地南边的月陆上
莫希拉米	200	40—55	东海盆地南边的月陆上，在巴德环形山附近
施罗特里	150	5—10	风暴洋北部区域，阿利斯塔克环形山附近
阿尔卑斯	130	10—20	柏拉图环形山东南，联结冷海和雨海

二、月面的物理状况

1．大气　各种迹象表明，月球上没有永久性的大气。只有极微量的氦和氩原子，其数密度在3×10^{7}—6×10^{10}个/米^{3}，至少比地球表面的大气稀10^{12}倍，或者相当于地球上空2000—3000多千米处的大气密度。"阿波罗号"登月进一步证明，月球上只有一些偶尔的火山气体而没有永久性的大气存在，其原因是因为月球的质量太小，它产生的引力不足以维持大气。因此，即使月球以前曾有过大气，或者在它的岩石或月球内部可以经常释放出一些气体，但因为月面上的逃逸速度比气体分子运动的速度还小，所以它们很快便逃逸到宇宙空间中。

因为没有大气，月面上也就不存在液态水；没有大气，月球上也不会有地球上风云雾雨等一切气象现象；没有大气，月球的天空永远是一片黝黑，即令在阳光灿烂的白天，也有万千星星争辉；没有大气，声音失去了传播的媒介，所以月球是万籁俱寂的无声世界；没有大气，月面上的黑白反差特别强烈，正如登月的宇航员所说："月面上不是黑便是白，没有一点其它颜色。"

失去了大气的保护，小小的陨石，太阳的X辐射、高能宇宙射线都能长驱直入射到月面，因此月面上斑痕累累，也不会有任何生命能自然生存下去。

2．磁场　月球周围没有明显的磁场。登月后的实地测量表明，月球整体的磁场强度极小，不超过地磁场的10^{-3}，月球周围也没有磁层和辐射带。这也表明，它的内部结构与地球有明显的差别，可能并没有金属核心。

月球上没有明显的整体磁场并不意味着月球任何地方都没有磁性。"阿波罗号"宇航员带回的月岩就有许多带有磁性，强度有从几十伽到几百伽（1伽$=10^{-9}$特）不等。

1973年，在伦敦举行的第四届月球科学讨论会专门研究了月

球的磁性质，认为在月球表面以下300—400千米的区域内含有3—4%的铁类元素，因而局部地区存在不同磁化方向和强度的磁场是完全可能的。如“阿波罗”15号和16号着陆处，其岩石的磁场强度分别为4和313伽，几乎相差100倍。

测量还表明，月球背面的磁场比月球正面略强一些，主要原因是月球正面与背面的岩石性质不一所造成的。

3．温度　月球上没有空气，没有液态水，加之它上面的昼夜很长(即一个朔望月)，白天和黑夜都长达两周多，因此昼夜间的温差十分惊人。通常，白天在阳光的直射下，月面温度常超过水的沸点，最高时可达130—140℃，而在漫长的黑夜，它的温度则低至－150℃，甚至也有测到－180℃以下的(图4.43)。

然而严格说来，由于月面上没有大气，即使同在白天，阳光下和山峦阴影中的温度也有极大的差别。

在月食时，月面温度在一小时内可以下降100℃以上，这表明月球表面物质的热容量很小，热导率很低，因此人们早就推测月球表面上覆盖着一层疏松而细微的尘粒。“阿波罗号”登月考察表

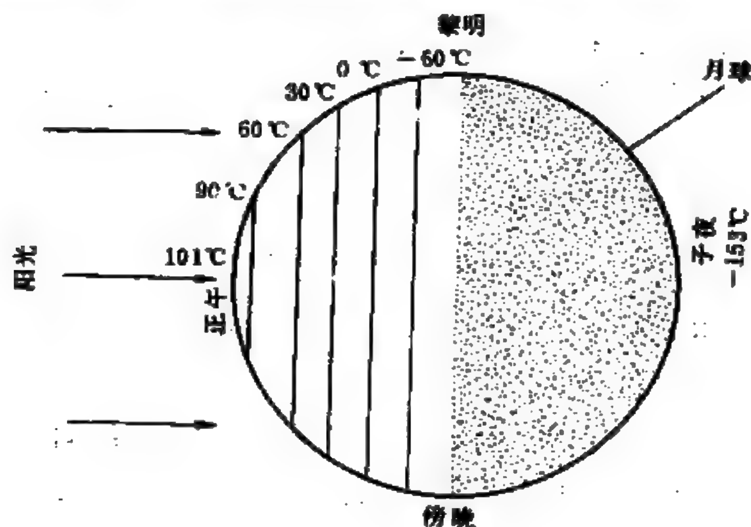


图 4.43　月面上各处的温度

明情况确实如此。宇航员刚踏上月面就留下了许多带有历史意义的人类脚印(图4.44)，而且他们发现，在这些细细的尘土中，还杂有大量细微的玻璃质小球粒。



图4.44 人类在月面上的第一个足迹

4. 内部结构 同研究地球内部结构一样，月球内部的探索也得依靠对"月震"的研究。"阿波罗号"宇航员在月球上放置了灵敏度很高的、专门的月震记录仪。从它们记录的资料看来，"月震"无论是规模还是频数都远比地震小得多，它的最大震级只相当于里氏1—2级，每年月震释放的总能量只相当于地震的10^{-6}。因此，"阿波罗号"宇航员制造了数次较强烈的"人造月震"，以弥补资料的不足。

目前认为，月球大致可分为三个层次：月壳、月幔、月核(图4.45)。也有人根据其岩石地质上的不同分为如表4.7所列的六层。但是大致的结构是相同的。月壳厚65千米左右，中心部分的核芯很小，半径在700千米左右，中间则是月幔。

月球的半径是地球的27%，然而月壳的厚度却超过了地壳。由此可见，月壳把月球紧紧的箍住了，科学家们曾把它比喻为"盛着

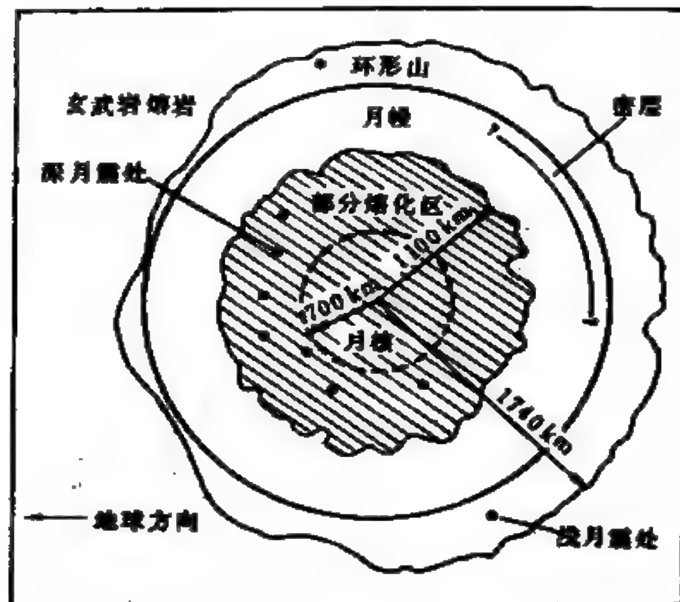


图 4.45 月球的内部结构

表 4.7 月球内部各层的厚度(千米)

表层	月壳		月幔		月核
	上	下	上	下	
0—2	2—25	25—65	65—250	250—1000	1000

小包熔岩的硅酸盐密封坩埚”,这也正是月震不能与地震相比的原因所在。

从绕月飞行中,人们发现了月球上还有一些“重力异常区”,一般称之为“质量瘤”或“重力瘤”。现在正面已发现有12处,大部分位于月海区域内。至于“质量瘤”形成的原因,有认为是小天体坠入月球表层造成的,也有认为是月球演化本身的一种产物。

5. 月球背面　在1959年以前,人们只是通过天平动才窥测到月背边缘上的一小部分地区,对于月背的整体状况几乎全然无知。1959年10月 7 日苏联发射的“月球” 3 号自动行星际站运动到月背

上空7000千米处(当时是新月前后，月背正处于"白天")，使人类得到了第一批有关月球背面的科学资料(图1.5b)。

现在知道，月球正、背面的结构有比较明显的差别：月背上的海很少，却有更多的环形山，因此它的高低起伏也远比正面大。月背上有五座环形山的名字与中国人有关，其中四座是中国古代天文学家，一座是纪念明代一个官员万户，他为人类进入太空探险、遨游太空献了身(表4.8)。

月球不是一个正球，而最短半径和最长半径都在月背，它们之间彼此相差9千米。

月球背面月壳的平均厚度也比正面大，正面月壳的厚度平均在60—65千米左右，而背面则在85千米以上，最厚的地方甚至达150千米。

另外，月球背面至今没有发现过"质量瘤"。总的说来，月背半球的质量比正半球小，所以月球质心离地球比几何中心离地球近约2千米。

表 4.8 五个与中国人有关的环形山

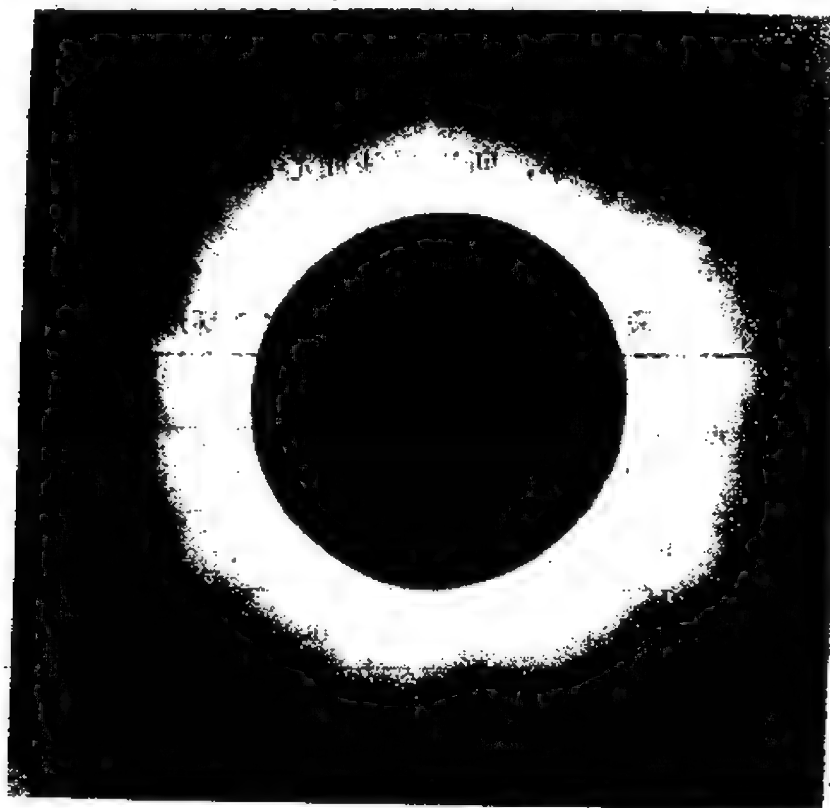
环形山	位置		直径(千米)
	经度	纬度	
石申	102 (东)	75 (北)	55
张衡	112 (东)	19 (北)	35
祖冲之	144 (东)	18 (北)	30
郭守敬	145 (西)	9 (北)	26
万户	139 (西)	11 (南)	?

§4.10 日食和月食

在太阳系中，通常所说的交食是指日食和月食，但实际上，所谓“食”或者“交食”即是指一个天体被另一个天体或其黑影全部或部分掩盖的天文现象。所以广义的说，凌日、掩星、卫星食、双星互掩交食等都属于“交食”，但本节仅研究日食和月食。

一、交食现象

日、月食是一种十分蔚丽壮观的天象，尤其是日全食(图4.46)



(a)·全食时刻



(b) 带食而落

图 4.16 1980年2月16日云南日全食(中国科学院日食观测队摄)

更是奇特、令人难忘。古代由于人们不知道日月食的原因，生怕因而失去生死攸关的太阳和神圣的明月，因此每次交食都使他们惶惶不安、惊恐万分。甚至在1969年时，柬埔寨朗诺军队的士兵，在一次日全食之际竟吓得停止了战斗，面对失去了光芒、慢慢变小的太阳纷纷举起了自动步枪，对其频频射击不止。

日全食都发生在农历的朔日。在那阳光灿烂的白天，光焰无际的红日突然被一团黑影逐渐蚕食、吞噬，当黑影把日轮完全挡住的时候，天空的亮度骤然下降一百万倍。刹那间，夜幕降临，天空中露出了闪烁的繁星，昏暗的大地上凉风习习，气温陡降，鸡

犬惊叫着逃回自己的巢穴，空中的飞鸟也会失去自控而坠落到地上……。

月全食则都在望日之夜出现，它的情景也很动人，高悬天庭的一轮皓月慢慢地会变得残缺不全，巨大的黑影无情地慢慢侵蚀着媚人的光泽，最后终于使它消失在黑暗的天穹中，但随着人们肉眼慢慢适应了暗黑的环境时，又会依稀地发现，那个已经沉沦在黑暗中的月轮还在发射着带有神秘古怪的铜红色微光，产生这种微光的原因是地球大气对太阳光折射，使部分红光到达了月面造成的。

在古代，也有不少有识之士不乏真知灼见。他们早就窥破了日月食的原因。早在几千年前，巴比伦、中国、埃及等一些文明古国就有人对这种天象作了系统的记录和研究。亚里士多德曾利用月全食的机会来证明地球大地不是平直而是呈球的形状，而喜帕恰斯则以此测定了月地距离的相对值。在公元前四世纪时，中国的天文学家石申便提出了日月食是由于天体间互相遮掩而产生的想法。东汉时的王充也驳斥了日月食与人间政治因素有关的主张，他认为“日食者，月掩之也”，“食有常数，不在政治”（《论衡》）。张衡则直接指出了月食的原因，正如他在《灵宪》中所说：“月光生于日之所照……，当日之冲，光常不合者，蔽于地也，是谓阇虚，……过月则食。”即是说，月食是因为地球的影子挡住了不发光的月球而造成的。

近代天体物理学诞生并发展起来后，人们开始通过日全食的难得机会来研究太阳，尤其是太阳大气(色球层和日冕)。过去有关太阳大气的许多信息都是从历次日全食观测中得到的。甚至在人类科学发展史上，日全食也作出过贡献，在1868年8月18日发生的一次日全食中，人们发现了当时地球上还不知道的“氦”元素，这也是人们知道的第一个惰性元素。而1869年的日全食资料又导致了人们对“禁戒谱线”(§7.5)的研究……，更加令人激动是1919

年5月29日的日全食观测，爱丁顿成功地为爱因斯坦的广义相对论提供了又一个无可辨驳的验证[1]。此外，日全食还为改进天体力学理论、深入研究太阳射电分布、日地空间情况、地球物理等提供了珍贵的资料。有时日全食还为天文学家提出了新的研究课题，如在1954年6月30日的一次日全食中，人们意外地发现了一种"引力偏转"现象——当日全食时，单摆的摆动平面会发生突然的偏转。

中国古代有着极其丰富的日月食资料记录。日食的史料即使不计甲骨片上的记载，从古代到清朝，至少也有一千多次可靠的记录。世界公认的最早日食记录是中国《尚书·胤征》中所载的"乃季秋月朔，辰弗集于房……。"那是四千年以前的日食记录；中国的月食记录也很早，《逸周书》中所载的月食发生于公元前1137年1月29日。

但进入近代以后，中国的日全食观测只是在新中国成立之后才获得了真正的发展。在旧中国，天文界仅留下了一次观测资料（1941年9月21日），而限于当时的条件，这次观测的项目甚少，所得有限。新中国成立后，观测队伍不断壮大，并成功地进行了多次科学观测，获得了丰富的资料，尤其是1968年9月22日的新疆日全食、1980年2月16日的昆明日全食都进行了多学科、多项目的联合观测，取得了丰硕的成果。在1980年的观测中还第一次获得了珍贵的"闪光光谱"（见§7.4）[2]。

月全食的场面远不及日全食那样震撼人心，在科学价值上虽然有些相形见绌，但除了以此来改正月亮的星历表和测定地理经度外，还可以通过月食时月面亮度的变化来研究地球大气不同高

---

1. 根据广义相对论计算，光线经过太阳表面附近将向太阳中心弯过1.75"，爱丁顿当时的观测值为1.98" ± 0.12"与理论基本相吻合。

2. 1983年中国科学院组织了一支观测队伍，到位于南半球的巴布亚新几内亚，观测了于6月11日发生的日全食，获得的科学资料更加丰富和完整。

度处的物理状况和密度变化；从对月面温度的测定中，又使人们在登月之前便知道了有关月面的一些物理状况，而对它的射电测量又可获得月球表面地貌的资料。

二、交食的原理和过程

根据月影的情况，日食主要有日全食、日偏食及日环食三类。月食则一般仅有全食和月偏食二类。

1．日食的原理　日食是地球局部地区被月影所遮掩而造成的。科学地讲，应当把“日食”称之为“地食”才更确切。

在朔日时，虽然有$\lambda_{☾} = \lambda_{\odot}$，但因为黄道面与白道面并不重合，因此朔只是发生日食的必要条件而不是充分条件。只有在朔的同时太阳恰位于黄道、白道交点附近，即$\beta_{☾} \simeq \beta$ 时，才使日、月、地几乎位于一直线上，导致发生日食(图4.47)。

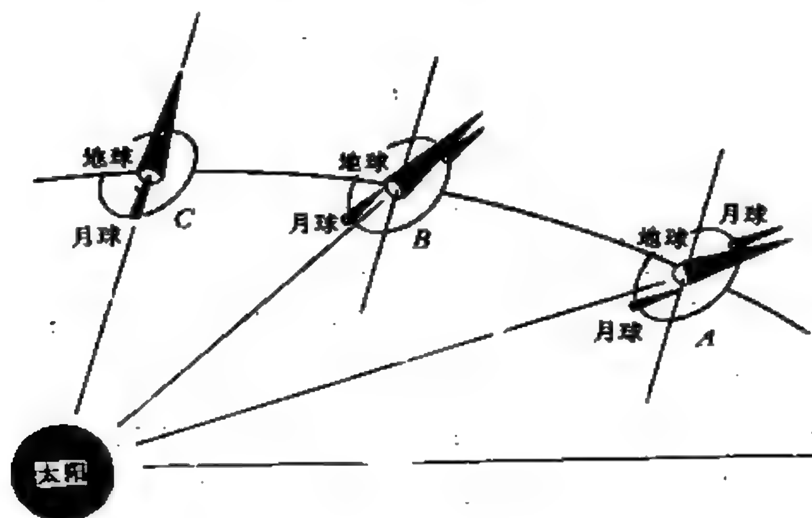


图 4.47　朔日不一定发生日食，只有C处才发生交食

太阳的直径约是月球的400倍，因此月球在阳光下造成的影子实际上是一个影锥，这个影锥常称为本影，本影中的观测者都见不到太阳，而在本影周围则有庞大的半影区域，从图4.48不难理

解，只有处于本影中的地区（A）才能观测到日全食，而在半影中的区域（B）却只能见到不同程度的日偏食，离本影越近，所见偏食的部分越大，而在半影之外的广大地区则一切如常，无法见到交食。

事实上，月球是在以平均1.02千米/秒的速度绕地球转动，地球也在不停地自转，但在纬度φ处，自转的速度是$0.46 \cdot \cos\varphi$千米/秒，小于月球速度，所以实际上每次日食时月影是自西向东扫过地球。因此，日食区是一条狭长的影带——日食带。而能有幸见到日全食的全食带更是一条宽不超过300千米、长数千千米的狭长区域，其面积仅占地球表面积的千分之几。统计表明，每一地方连续发生两次日全食相隔的时间平均长达二、三百年，所以终生没有见过日全食的人比比皆是。

人类能在地球上见到日月食实在是偶然的极大的幸运，因为

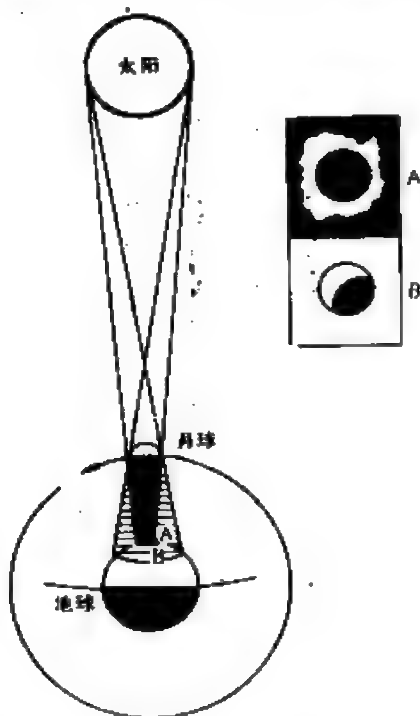


图 4.48 日食原理：A 处全食；B 处偏食

月球和太阳的视半径 $\rho_{\text{☾}}$ 与 $\rho_{\odot}$ 相差无几，这是太阳系中得天独厚的条件。显然日全食发生在 $\rho_{\odot} < \rho_{\text{☾}}$ 时，但因为月球轨道的偏心率较大，所以地面上(不是地心处)看到的 $\rho_{\text{☾}}$ 为14′58″—16′44″，而 $\rho_{\odot}$ 是在15′44″—16′16″之间。显然当 $\rho_{\odot} > \rho_{\text{☾}}$ 时，月球的影锥顶点不能达到地面，地球上只有半影和"伪本影"(A)(图4.49)，在A内见到的是别有韵味的日环食，也称为"金环食"、"珍珠食"。这时的太阳，中间全被稍小的黑暗月面挡住，但四周却如一只奇异的钻石戒指那样金光四射、十分美丽。

此外，还有一种更加罕见的"日全环食"(图4.50)，它发生于 $\rho_{\odot} = \rho_{\text{☾}}$ 时。这种时候，月球影锥的顶点刚好抵达地球表面上，但是地球本身是有曲率的球面，这样，在月影扫动时，仅有极小的一块地方(A′)见到的是极短暂的日全食，而在它前后的食带内只能见到日环食(B′)，至于在半影区域(C′)则仍是日偏食。

根据长期的日食资料统计，在每世纪发生的236.7次日食中，日偏食有82.5次，占34.85%；日环食有82.2次，占34.73%；日全食仅67.2次，占28.39%；日全环食仅仅4.8次，占2.03%。

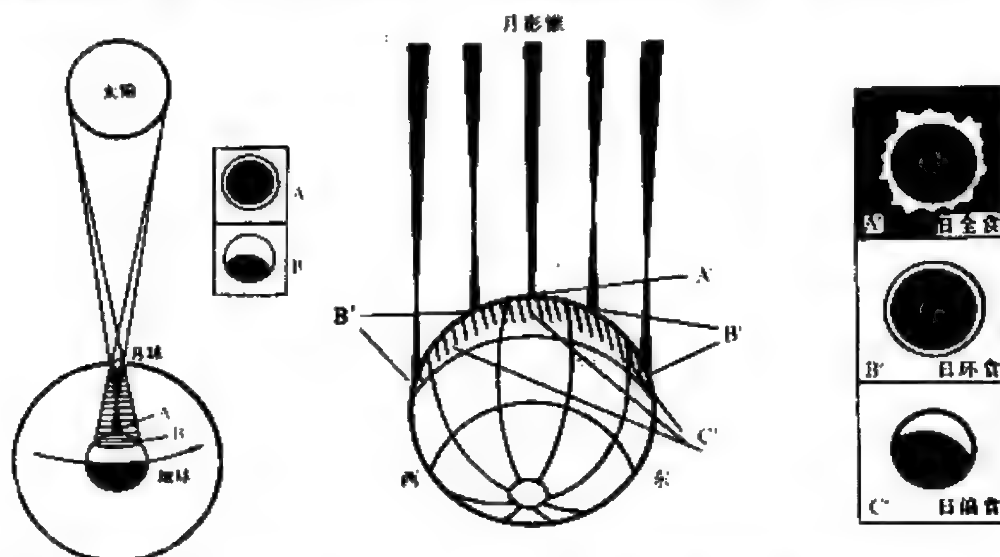


图4.49 日食时，若月球离地球较远则发生日环食(A)及偏食(B)

图4.50 月球影锥顶点刚好在地球表面时，则发生日全环食

2．月食原理　月食都是在“望”的时候发生的，即农历的十五或十六。同样，虽然望时有$\lambda_{☾}-\lambda_{\odot}=180°$，地球介于日、月之间，但因为有黄白交角存在，所以只有少数望夜才发生月食，即只有当$\beta_{☾}\simeq\beta_{\odot}$时，地球的影子才会触及月球表面(图4.51)。

由于地球的直径大约是月球的4倍，所以在月球轨道处，地球本影的直径仍相当于月球2.5倍左右。显然月球轨道处的地影直径永远大于月球，也即是说，决不会发生“月环食”。

当月球始终只有部分为地球本影遮住时，这就是月偏食。而月球能全部进入地球本影的月食称之为月全食。

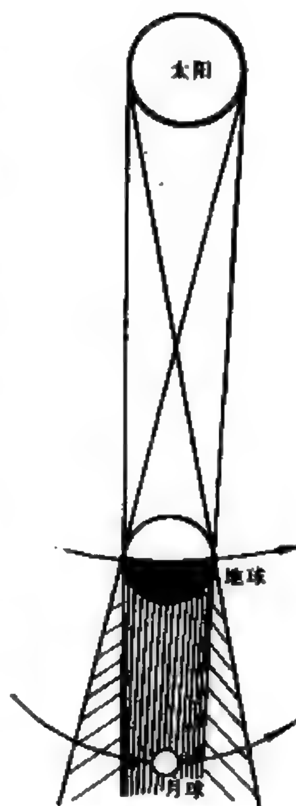


图4.51　月球跑进了地球影锥就发生月食

地球的影锥周围也有半影，月球也可能只进入半影区域，在天文上称它为“半影月食”。但因为实际上阳光被遮挡一部分后仍然十分强烈，所以半影月食时，多数情况下人们凭肉眼并不能见到月面亮度有明显变化，所以通常人们也不把它与月全食、月偏食相提并论。

但是，从统计可以看出，半影月食却是最常见的：每世纪中半影月食、月偏食、月全食的次数分别为89.0、83.8、70.4，分别占的比例是36.60%；34.46%；28.94%。

3．交食过程　因为日食是月轮挡住发光的太阳，而月球是自西向东运动的，所以日食总是从太阳的右半圆面(地球上看来是西边缘)开始的，而月食是月球本身追上地球本影的，所以它与日食相反，开始于月面的东部边缘。

日全食和月全食一般都可分为五个阶段(图4.52)：

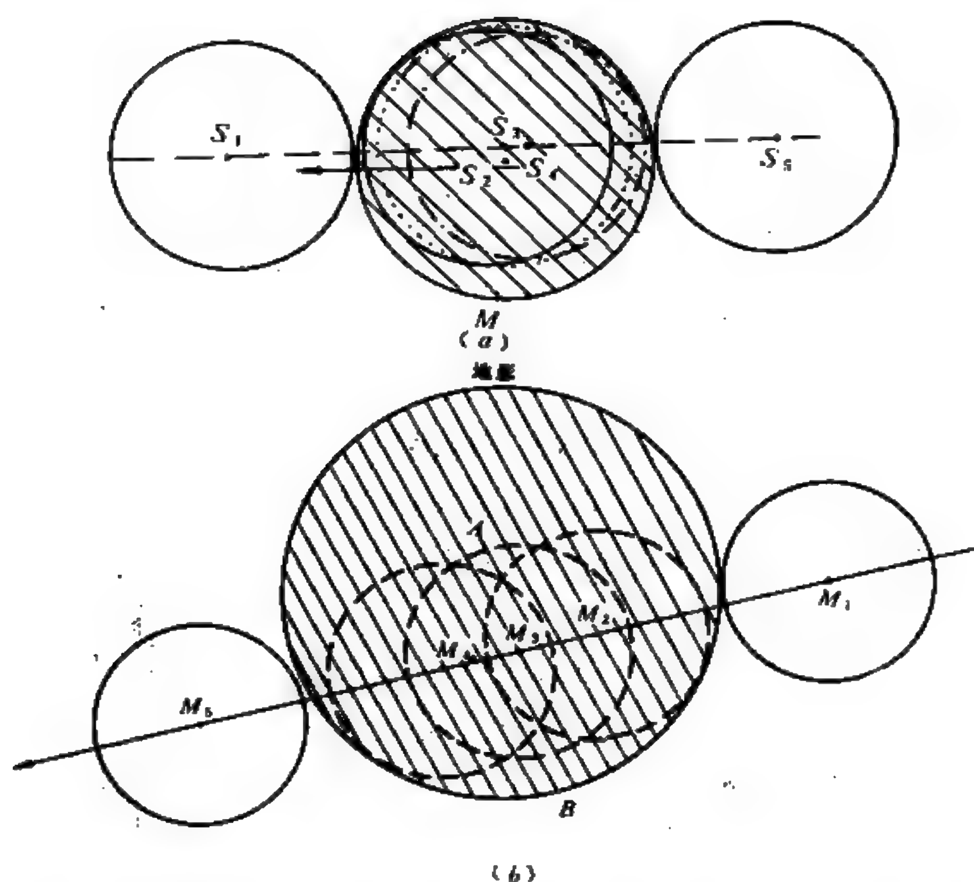


图 4.52　全食的五个阶段：S——太阳；M——月球；（a）日全食；（b）月全食
1.初亏；2.食既；3.食甚；4.生光；5.复圆

(1) 初亏：两交食天体视面①边缘刚刚外切的时刻称之为初亏。这也是交食的起算时刻，初亏时并无什么动人之处，一般人倘不知道预报也不易觉察，但记录初亏的精确时刻却有很大的意义。

(2) 食既：初亏之后被食天体的可见视面渐渐变小，当两交食天体视面边缘刚内切的时刻称之为食既，这时天象大变。日食即是使白天倏地变成夜晚，月食即是月轮消失的时刻。所以食既是全食的开始时刻。

---

① 对于日食而言，指日和月的视面，对月食而言，是指地球影锥与月视面，下同

(3) 食甚：两交食天体的视面中心距离最近的时刻。

(4) 生光：两交食天体的视面边缘又一次内切的时刻。生光表示全食的结束，对于日食言，日面立即就要吐出万丈光芒，对月食则马上就要显出一丝月牙。

(5) 复圆：两交食天体的视面边缘第二次外切，此后它们彼此越来越远，复圆的时刻即是一次交食的全部结束。

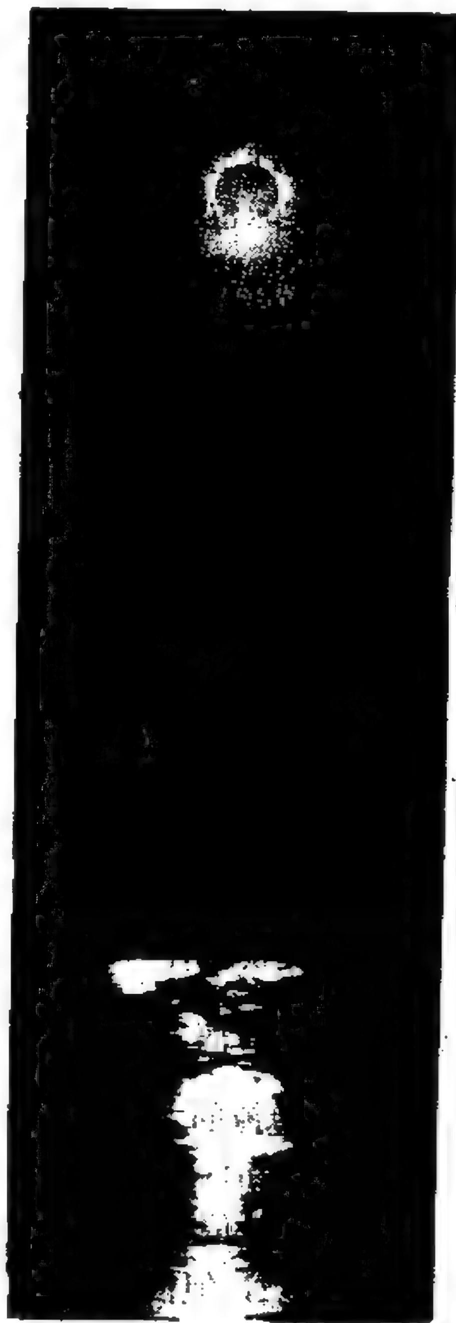


图 4.53 倍利珠（中国科学院日食观测队摄）

在日全食的食既和生光时刻，还有一种极为壮观的天象，即会出现绚丽的"倍利珠"(图4.53)。这是因为月球表面崎岖不平，边缘参差不齐，所以当太阳被月球挡成一条弯弯细线时，月球上高低不一的山峰便把这灿烂的细线一一切断，阳光可能从一些环形山凹孔中透射出来，形成一串发光的亮点，犹如美丽的珍珠，这种瞬息即逝的景象常使人终生不忘。

在日全食阶段，平时的太阳圆面已隐而不见，但人们能见到平时看不见的太阳外层大气——色球层和日冕(见第七章，图7.18)，因为日冕的光度仅有平时太阳光的 10^{-6}，所以日全食为人们提供了观测研究它们的极好机会。

对于偏食，显然没有食既和生

光两个过程，因此日偏食和月偏食都只有初亏、食甚、复圆三个阶段。

4．交食时间和食分　由于 $\rho_{☾}$ 与 $\rho_{\odot}$ 相差无几，因而日全食的时间十分短暂，从食既到生光一般只有短短几分钟的光景。从天体力学的理论也可以计算出月全食最长的极限时间不超过 7 分31秒，但实际每次日全食的观测时间常不过二、三分钟。1980年春节发生的昆明日全食仅 1 分37秒。过去将近一百多年来历次日全食观测，光谱观测的总时间还不足 1 小时。为了尽量延长这段宝贵的观测时机，现在人们登上了飞机去追赶疾驰的月影。1973年 6 月30日，法国科学家在非洲利用协和式飞机，竟使全食的观测时间延长到令人难以置信的74分钟。

日环食的时间比日全食稍长，可达12分04秒，如1955年12月14日海南岛观测到的日环食就达12分钟。日偏食的时间因从初亏起算，所以时间更长得多，常在 1 小时以上。

月全食因为地影比月球半径大得多，所以它一般都长达一、二小时，如1982年12月30日的月全食，从初亏(北京时间17时50分，下同)到复圆(21时07分)共历时 3 小时17分，而其中全食的时间也长达 1 小时01分。

衡量交食还有一个标志——食分。简单的说来，食分就是食甚时被遮掩的部分，具体说来：日偏食即是指在食甚时刻 $\frac{\rho'_{\odot}}{\rho_{\odot}}$（$\rho'_{\odot}$ 为被遮掩的太阳视半径)。

日环食和日全食的食分都是 $\rho_{☾}/\rho_{\odot}$。

因此，日偏食的食分小于1，日全食的食分大于1，日环食的食分虽小于1，但很接近1，一般讲来食分越大交食的时间越长。

月食的食分是这样定义的：在食甚时进入本影部分的视直径与月球视直径之比(图4.52b)，即 $\frac{AB}{2\rho_{☾}}$。显然月全食时食分大于

或等于1，而月偏食的食分总小于1。

半影月食的食分即是月球进入半影部分与 $\rho_{\text{☾}}$ 之比，只有当半影月食的食分大于0.7时，肉眼才可以觉察到这种天象。

三、交食的周期和规律

日、月食既是由于地球和月球运动而产生的天文现象，而这两种运动都是有规律的周期运动，因而交食也有一定的规律性，必然会周期性地出现。

古代巴比伦人很早就发现了著名的“沙罗周期”，“沙罗”的原意本是重复的意思。他们发现每次交食在经过了6585.32天以后，必然会发生另外一次很为类似的交食。如1980年2月16日昆明日全食之前的一个周期即1962年2月5日也发生过日全食，而在此后一个周期即1998年2月27日也必然将又一次发生日全食。

6585.32天中可能有4个闰年，也可能跨5个闰年，如前者则合18年11.32天，如后者则是18年10.32天。

我国古代也曾提出过好几种类似的日月食规律，如汉代的《太初历》中就记载了交食的周期为135个朔望月，这就是“三统历周期”。三统历周期是相当科学的，例如1958年4月19日发生过日环食，一个周期即3986.63天后，1969年3月18日又出现了一次日偏食；1980年2月16日出现了日全食，到1991年1月16日又会发生日环食。三统历周期各次发生的交食情况不尽相同，这与沙罗周期略有区别。

在近代，美国天文学家纽康则从天体力学的理论出发，总结出了著名的“纽康周期”——358个朔望月，即10571.95日。

在表4.9及4.10中，列出了最近到2020年期间我国可见的日、月食。

表 4.9　1987—2020年我国能见到的日食简况*(27次)

日　　期	食型	主要地区的食分及食甚时间(北京时间)
1987年9月23日	环	拉萨0.56(9时28分)；乌鲁木齐0.96(9时32分)； 昆明0.56(9时44分)；兰州0.87(9时44分)； 北京0.85(10时00分)；武汉0.85(10时00分)； 广州0.63(10时04分)；哈尔滨0.56(10时12分)； 上海0.98(10时12分)；
1988年3月18日	全	昆明0.36(9时03分)；拉萨0.23(9时07分)； 广州0.50(9时07分)；兰州0.24(9时23分)； 武汉0.40(9时27分)；乌鲁木齐0.06(9时31分)； 上海0.48(9时38分)；北京0.30(9时47分)； 哈尔滨0.38(10时11分)；
1990年7月22日	全	乌鲁木齐0.21(9时30分)；哈尔滨0.23(10时22分)；
1992年12月24日	偏	广州0.02(6时55分)；武汉0.22(7时03分)； 上海0.30(7时11分)；北京0.42(7时19分)； 哈尔滨0.58(7时35分)；
1995年10月24日	全	乌鲁木齐0.45(11时25分)；拉萨0.77(11时25分)； 兰州0.45(11时49分)；昆明0.73(11时49分)； 北京0.23(12时17分)；广州0.62(12时17分)； 武汉0.43(12时21分)；上海0.38(12时37分)；
1997年3月9日	全	广州0.50(8时09分)；昆明0.56(8时09分)； 拉萨0.67(8时09分)；武汉0.67(8时21分)； 兰州0.82(8时21分)；上海0.65(8时29分)； 乌鲁木齐0.93(8时33分)；北京0.85(8时41分)； 哈尔滨0.88(9时05分)；
1998年8月22日	环	昆明0.28(8时27分)；广州0.38(8时35分)； 武汉0.15(8时39分)；上海0.13(8时46分)；
1999年8月11日	全	乌鲁木齐0.47(20时03分)；拉萨0.69(20时23分)；
2002年6月11日	环	广州0.40(6时13分)；昆明0.25(6时17分)； 武汉0.25(6时21分)；上海0.33(6时21分)； 北京0.13(6时33分)；哈尔滨0.14(6时41分)；
2003年5月31日	环	乌鲁木齐0.15(11时33分)；
2004年10月14日	偏	哈尔滨0.18(9时51分)；
2005年10月3日	环	拉萨0.05(19时28分)；

续上表

日　　期	食型	主要地区的食分及食甚时间(北京时间)
2006年3月29日	全	拉萨0.30(20时00分);乌鲁木齐0.75(20时00分)
2007年3月19日	偏	拉萨0.54(9时44分);昆明0.38(9时48分); 广州0.21(10时00分);乌鲁木齐0.72(10时08分); 武汉0.30(10时12分);上海0.18(10时24分); 北京0.40(10时32分);哈尔滨0.32(10时56分);
2008年8月1日	全	哈尔滨0.83(18时57分);乌鲁木齐0.98(19时05分); 北京0.90(19时14分);兰州1.00(19时22分); 武汉0.96(19时26分);拉萨0.82(19时33分); 昆明0.83(19时33分);
2009年1月26日	环	昆明0.12(17时43分);武汉0.10(17时47分); 上海0.15(17时47分);广州0.30(17时47分);
2009年7月22日	全	拉萨0.93(8时55分);昆明0.88(9时03分); 兰州0.83(9时07分);广州0.77(9时15分); 武汉1.00(9时19分);北京0.75(9时23分); 上海1.00(9时31分);哈尔滨0.50(9时47分);
2010年1月15日	环	乌鲁木齐0.39(16时11分);拉萨0.68(16时23分); 兰州0.75(16时35分);昆明0.93(16时39分); 北京0.80(16时44分);广州0.73(16时51分); 武汉0.90(16时51分);上海0.83(16时55分);
2011年1月4日	偏	乌鲁木齐0.21(18时15分);
2011年6月2日	偏	哈尔滨0.21(4时08分);
2012年5月21日	环	广州0.95(6时17分);昆明0.85(6时21分); 武汉0.83(6时25分);上海0.88(6时25分); 兰州0.65(6时33分);拉萨0.67(6时33分); 北京0.69(6时37分);乌鲁木齐0.42(6时49分); 哈尔滨0.67(6时49分);
2015年3月20日	全	乌鲁木齐0.06(19时23分);
2016年3月9日	全	拉萨0.12(8时46分);昆明0.23(8时46分); 广州0.32(8时50分);武汉0.13(9时02分); 上海0.18(9时13分);
2018年8月11日	偏	乌鲁木齐0.17(18时38分);北京0.35(18时54分); 兰州0.19(18时59分);武汉0.17(19时06分);

续上表

日　期	食型	主要地区的食分及食甚时间(北京时间)
2019年1月6日	偏	武汉0.08(8时21分)；上海0.17(8时33分)；北京0.30(8时31分)；哈尔滨0.15(8时53分)；
2019年12月26日	环	乌鲁木齐0.18(12时42分)；拉萨0.40(12时12分)；兰州0.23(13时11分)；昆明0.42(13时11分)；武汉0.32(13时16分)；广州0.17(13时16分)；北京0.18(13时12分)；哈尔滨0.13(13时54分)；上海0.35(14时02分)；
2020年6月21日	环	乌鲁木齐0.62(14时59分)；拉萨0.93(15时07分)；昆明0.87(15时35分)；兰州0.80(15时36分)；哈尔滨0.37(15时51分)；北京0.58(15时52分)；广州0.90(15时59分)；武汉0.87(16时00分)；上海0.77(16时07分)；

* 本表及表4.10均摘录自紫金山天文台编《1821—2020年二百年历表》

表4.10　1988—2020年我国能见的月食简况(31次)

日　期	食　型	交食时间(北京时间)	
		初　亏	复　圆
1988年8月2日	偏	18时05分	20时07分
1989年2月20日	全	21时51分	(21日)1时23分
1990年2月10日	全	1时30分	4时54分
1990年8月6日	偏	20时10分	23时34分
1991年12月21日	偏	17时59分	19时09分
1992年12月10日	全	5时57分	9时29分
1993年6月4日	全	19时10分	22时50分

续上表

日　　期	食　　型	交食时间（北京时间）	
		初　亏	复　圆
1995年1月15日	偏	19时38分	20时56分
1997年9月17日	全	1时02分	1时32分
1999年7月28日	偏	18时25分	20时17分
2000年7月16日	全	20时03分	23时47分
2001年1月10日	全	2时36分	6时06分
2001年7月5日	偏	21时41分	（6日）0时15分
2004年5月5日	全	2时43分	6时17分
2005年10月17日	偏	19时29分	20时35分
2006年9月8日	偏	2时04分	3时42分
2007年3月4日	全	3时36分	9时06分
2007年8月28日	全	16时45分	20时25分
2008年8月17日	偏	3时34分	6时40分
2010年1月1日	偏	2时52分	3时58分
2010年6月26日	偏	18时18分	20时54分
2011年6月16日	全	2时19分	6时03分
2011年12月10日	全	20时18分	（11日）0时14分
2012年6月4日	偏	17时53分	20时13分

续上表

日　　期	食　　型	交食时间（北京时间）	
		初　　亏	复　　圆
2013年4月26日	偏	3时52分	4时28分
2014年10月8日	全	17时08分	20时36分
2015年4月4日	全	18时23分	21时43分
2017年8月8日	偏	1时21分	3时15分
2018年1月31日	全	19时45分	23时19分
2018年7月28日	全	2时33分	6时13分
2019年7月17日	偏	4时06分	6时58分

四、食限、食季和食年

1．食限　太阳、地球、月球都不是几何点，而是有视面的天体。所以交食并不要求三者中心严格处于一条直线上。以日食为例，只要求日、月视面相切就意味着可能有日食发生(图4.54)。换言之，只要太阳在黄、白交点 E 附近的 S_1S_2 间，就会发生日食。通常把 $\widehat{ES_1}$ 或 $\widehat{ES_2}$ 称之为"食限"。

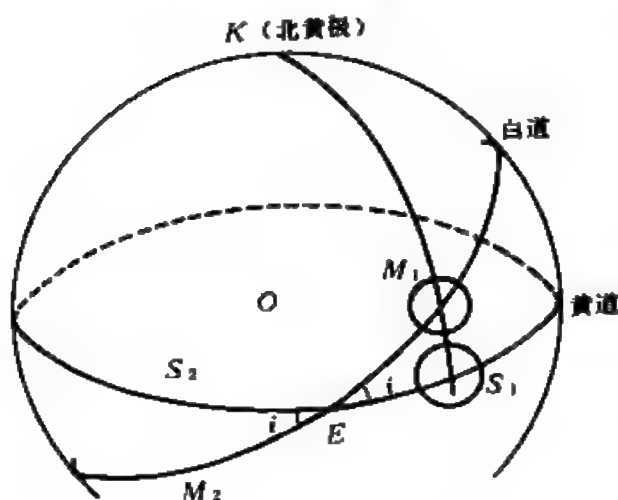


图 4.54　日食的食限

如图4.54，ES_1M_1 是一个直角球面三角

形，利用附录Ⅱ中的有关公式可得：

$$\sin \widehat{S_1 E} = \frac{\operatorname{tg} \widehat{M_1 S_1}}{\operatorname{tg} i} \tag{4.28}$$

注意，$\widehat{M_1 S_1}$并非日月视角半径之和，从图4.55可知，在地球上E'

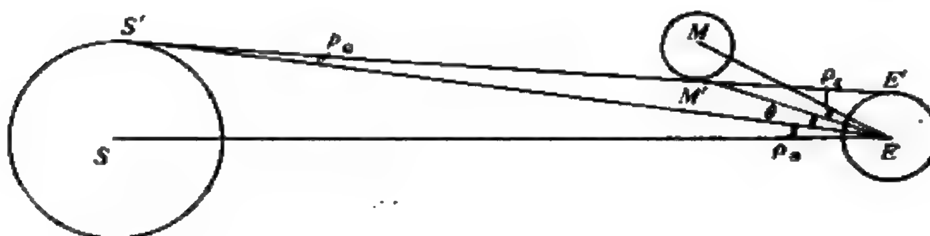


图 4.55 日食食限公式推导图

的地方是见食的极限范围。但

$$\rho_{☾} = \angle M'EM,$$

$$\rho_{\odot} = \angle S'ES,$$

$$\widehat{MS} = \angle MES = \rho_{☾} + \rho_{\odot} + \theta. \tag{4.29}$$

而从$\Delta S'M'E$即可知：

$$\theta = \angle E'M'E - \angle E'S'E = p_{☾} - p_{\odot} \tag{4.30}$$

将(4.29)和(4.30)式代入(4.28)式：

$$\sin \widehat{S_1 E} = \frac{1}{\operatorname{tg} i} \cdot \operatorname{tg}(p_{☾} + \rho_{☾} + \rho_{\odot} - p_{\odot}) \tag{4.31}$$

用同样的方法亦可求得月食的食限：

$$\sin(\widehat{S_1 E}) = \frac{1}{\operatorname{tg} i} \cdot \operatorname{tg}(p_{☾} + \rho_{☾} + p_{\odot} - \rho_{\odot}) \tag{4.32}$$

由于i、$p_{☾}$、$\rho_{☾}$、$p_{\odot}$、$\rho_{\odot}$都有微小的变化范围，所以食限($\widehat{S_1 E}$或$\widehat{S_2 E}$)也是变化的(表4.11)。

2. 食季和食年　食限是$\widehat{ES_1}$或$\widehat{ES_2}$，太阳在$\widehat{S_1 S_2}$上的时间为“食季”。太阳在黄道上的运动平均为每天东移59′08″，由此可知，日食的食季长度为31.11—37.00日，月食的食季长度为

表4.11　日月食的食限和食季

		日　　食	月　　食
食限	最　大	18°11′01″	11°54′30″
	最　小	15°19′52″	9°30′42″
食季	最　大	37.00	24.16
	最　小	31.11	19.30

19.30—24.16日。日食的食季比朔望月长，月食的食季却比朔望月短，因为白道与黄道有两个交点，所以一年至少应有两个食季。

黄白交点有向西退行的运动，所以太阳连续两次通过黄白升交点的时间——食年——显然比回归年要短得多。据测定，食年的长度为346.62003日。

日月食的周期实际上是朔望月、交点月及食年的某种配合。如三统历周期是135朔望月，合

$$29.53059 \times 135 = 3986.62965\text{日},$$

相当于146.5 个交点月及11.5食年。

$$27.21222 \times 146.5 = 3986.59023\text{日},$$

$$346.62003 \times 11.5 = 3986.130345\text{日}.$$

而"沙罗周期"是6585.32157日 = 223 朔望月，正好与 242 个交点月或19食年相当：

$$29.53059 \times 223 = 6585.32157\text{日},$$

$$27.21222 \times 242 = 6585.35724\text{日},$$

$$346.62003 \times 19 = 6585.78057\text{日}.$$

从此可知沙罗周期比三统历周期更为准确些。显然，也不难发现纽康周期(358朔望月)的精度又比它更有所提高。

3. 交食次数　从表1.11可知，在一个日食食季内至少总有一个朔日，有可能甚至有两个朔日(在食季头、尾)，所以每个日食

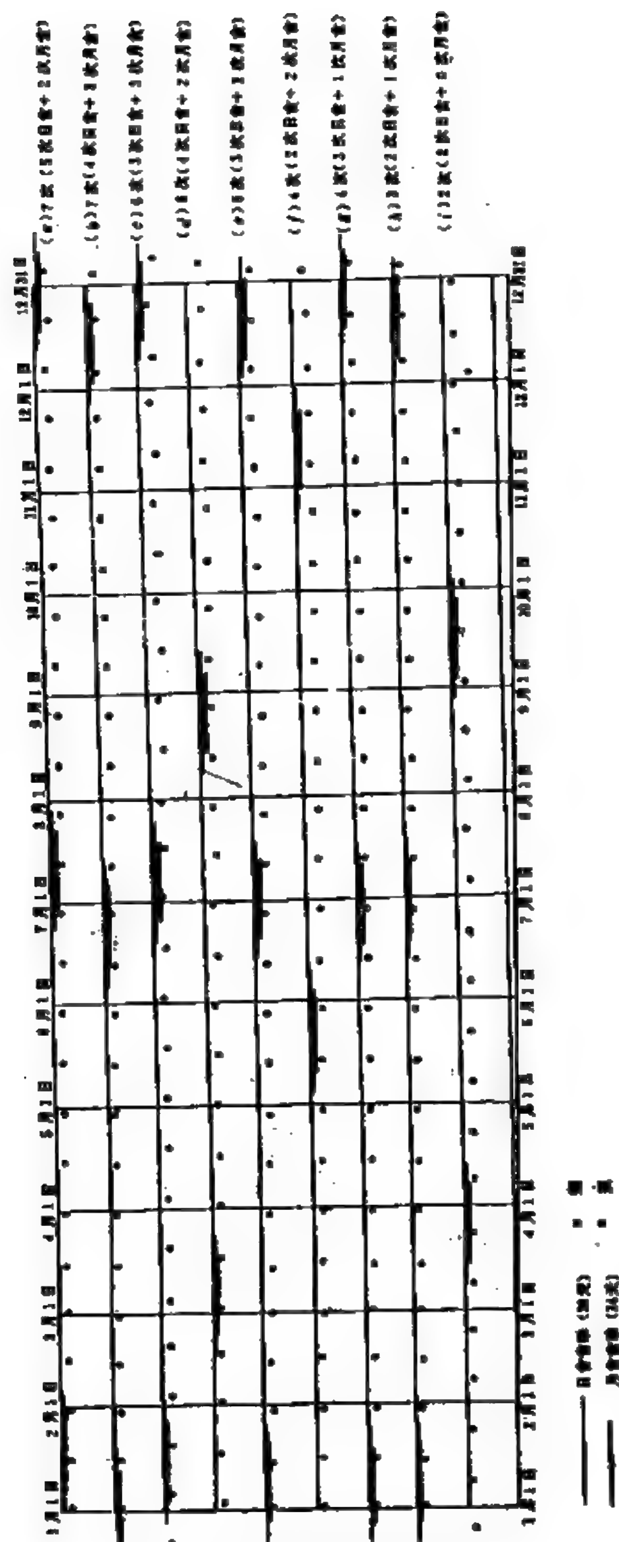


图 4.56 每年交食次数示意图

食季内至少总有一次日食，而一年至少有两个食季，所以每年的日食数不少于2次。而在月食的食季内至多只能遇到一个望日，不少时候食季内恰恰没有望，所以有时可能整年内没有月食。

食年比回归年短18.62天，所以有时一年内可有2.5个食季。这样，日食的最多次数为5次，月食的最多次数为3次，但是每年交食的次数最多为7次，最少为2次(图4.56)。例如图中(a)，因为有2.5个食季，故发生5次日食，2次月食；而1982年的7次则是日食4次，月食3次，如图中(b)，大多数年份则为4次——日、月食各二次。如图中(f)的情况，少数时候一年只有二次日食，没有月食，如图中(i)，其他的交食次数都可从图4.56得到说明。

应当指出，尽管发生日食的次数比月食多，但事实上见到过日食的人却远少于见过月食的人。这是因为日食的可见区极小，时间十分短促，而月食发生时，处于夜晚的半个地球都可见到，而且因时间长，即使暂时天气不佳(偶尔的云彩)也无碍大局。

§4.11 月球的起源和演化

月球从何而来？这是令人极感兴趣的研究课题。月球的起源和演化决不是一个孤立的问题，而是整个太阳系起源演化问题的一部分，而目前有关太阳系起源的各种学说已达四、五十种之多，其中不少都对月球起源问题作了探讨，但综观各家所说，虽然都不乏可取之处，但还未达到成熟的阶段。事实上，月球的起源问题只能在对太阳系的"过去"有了彻底的了解之后才可得到真正的解决。但是，另一方面，对于月球起源、演化的研究和探讨也可以为太阳系起源提供新的线索，有助于它的深化。

月球起源的学说也有很多理论，但就实质而言大致可归为三大类：

一、潮汐分裂说

分裂学说的鼻祖是英国物理学家乔治·达尔文(G.Darwin)，他在十九世纪末深入研究了康德提出的潮汐摩擦理论后，提出了人类第一个月球起源假说。该学说认为，从现在的地月系统所具有的角动量推算，当初它们"没有分裂"时，地球的自转速度几乎是现在的6倍，强大的离心力加上太阳的潮汐力作用，使得处于熔融状态下的地球从赤道处分裂出一大块物质，这块东西慢慢形成了月球。达尔文认为，分裂的地方即是现在的太平洋。有人认为，太平洋底盆的形状大致与月球形状吻合，而且，太平洋底也的确没有通常应有的大陆花冈岩，这为它提供了论据。

二十世纪后，一些科学家进一步深入研究发展了这种潮汐分裂说。例如，怀斯(D.U. Wise)认为，在几十亿年前地球的自转较快，简直快达到了它能保持稳定状态的极限边缘，而地球内部的放射性元素所产生的大量热量使地球内部变成熔融状态，这样，那些较重的铁、镍等元素便沉到核心区，而重元素下沉又使地球的转动惯量变小，因而自转速度便超过了稳定性的界限，于是地球在赤道处越来越拉长，终于分裂出一块物质，开始时，它离地球很近，由于长期的潮汐摩擦作用，使月球转移到现在的位置，而且潮汐摩擦的作用至今还在起作用。

潮汐分裂说可以解释月球的平均密度、化学组成与地球表层相仿的事实，也可以说明地球原始大气消失等现象。但是有很多的困难之处：（1）这样分裂出去的月球其轨道面应在地球赤道面上，但事实却非如此；（2）定量计算表明，即使地月系统全部角动量都放于原始地球，地球的转动速度也不会造成分裂。反过来，倘若当初因自转太快而分裂，则应当说明还有不少角动量是怎么散失的。（3）英国天文学家里特顿(R.A. Lyttleton)曾从力学上推出，对于球状的原始行星因自转而分裂成的二块，其质量比应

为10：1才是稳定的，而地月的质量比是81：1，其间相差8倍。(4)潮汐分裂也难以说明太阳系其他行星有众多卫星的普遍性。

因此时至今日，虽然还有少数人在为它修修补补，但再也没有昔日那样风靡一时的吸引力了。

二、俘获说

最早由格斯腾孔(H.Gerstenkorn)提出，而目前最有影响的俘获理论当推阿尔文等人的理论。

阿尔文(H. Alfven)是瑞典著名电磁理论家。他从1942年开始致力于探讨太阳系的起源问题，以后不断丰富和改进他的看法。他认为太阳系内所有天体都起源于一些在磁场作用下的电离气体云，行星和卫星间有明显的相关性(图4.57)。阿尔文从中得出结论，月球原来是在火星区域与火星一起形成的独立天体，只是后来才为地球所俘获，变成了卫星。而月球被地球俘获后，也把地球原来的十来个较小的天然卫星"并吞"了，形成了今天见到的"月瘤"。

阿尔文进一步作了一些半定量的计算。他认为七亿多年前，月球尚未被俘获时的轨道相对于地球是逆行的，与黄道面的交角为$i=149°$，在走到26 $R_⊕$处，即发生一种"轨道共振"的效应。地球刚俘获它时$i=125°$，到离地球仅6—7 $R_⊕$时，共振作用消失。以后则由于潮汐作用，i慢慢变小，距离越来越远，1000万年后即

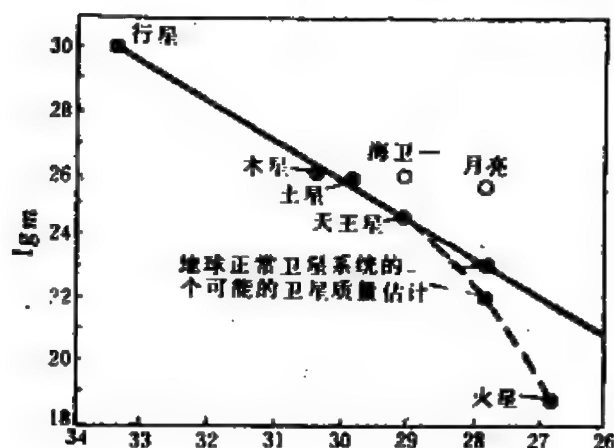


图 4.57 行星、卫星质量关系

变成顺行 $i=35°$，月地距离增大到 $25R_⊕$，5000万年后即 $i=27°$，距离增大到 $30R_⊕$，以后再逐渐变到今天的 $60.3R_⊕$， 及 $i=5°$。

主张俘获说的天文学家很多，它的确甚有吸引力，能说明许多月球的特征。例如，月球的密度比地球小得多，俘获说就很容易说明，而对于月球的形状，朝向地球方向稍有膨胀，这也只有俘获说可以成功地加以说明。所以象麦克唐纳（J．F．MacDonald）等人在1964年还是"同源说"的提出人之一，相隔不过五年时间，他又转而支持俘获说了。

然而，众多的俘获说彼此间也有许多区别。如阿尔文认为月球原来是一颗独立行星，而尤里（H．C．Urey）却认为它原来不过是一种"中介天体"。质量在 10^{25} 千克左右，挥发性物质散逸后即成为月球。同样，所有的行星、小行星都是来源于这种"中介天体"，他还认为俘获月球事件发生于45亿年前。而辛格（S. F. Singer）在1968年认为月球被俘获时正是在它刚形成之际。

三、共同形成说

亦称为同源说，这是现代太阳系起源学派中最有影响的理论。这类学说认为太阳系内所有天体都是由同一块星云物质在相同的自然规律下一起逐渐形成的，在不同的区域内产生了相应的行星及它的卫星。

主张地月同时形成的学者甚多，最早的影响较大的是苏联地球物理学家奥·尤·施米特（О．Ю．Шмидт）他认为卫星的形成乃是行星形成的"附带结果"，"行星胎"周围大部分的流星物质都先后落到行星胎上，使它逐渐长大而成为行星，但行星胎周围附近的这些流星体，也完全有可能同时形成一些较大的凝聚物——"卫星胎"，它们的引力也能吸引其他一些流星物质，从而慢慢成为比行星较小的卫星。他认为形成月球的"卫星胎"当初离开地球仅仅 $5—10R_⊕$，整个月球形成的时间他算得是3—5亿年。

奥罗万（E.Orowan）又发展了这种共同形成说，认为地球和月球虽是在同一块云中形成，但在此前元素已略有分化：一些非挥发性的金属元素先已沉积凝聚为一些星子，这些金属元素较多的星子结合成"地球胎"，以后形成了地球。那个"胎"则成为今日地球的铁镍核心，月球形成稍晚一些，因此其"原料"已是缺少铁、镍之类的"剩余物质"了，这样才能说明二者之间在化学组成上的重大差异。

1972年鲁斯科尔（E.U.Ruskol）又对这种过程作了具体的计算，得出这样的形成过程会使月球、地球含铁量有很大不同，地球含铁可高达35%，而月球只有14%。

加拿大原子核物理学家，天文学家卡梅伦（A.G.W.Cameron）提出的同源说又略有不同：他认为，在星云逐渐凝聚时，中心形成了太阳，而其周围的物质则也渐渐集聚起来，成为大大小小的"星子"，星子间又通过吸积而增大。而在地球所在的区域内，有两个"大星子"得天独厚，已大到能吸附周围的气体，形成了自己的"气壳"，当它们在互相接近时，两个气壳结合起来变成一个气盘，两个星子的掠碰产生了大量热能，使它们中的金属元素熔化了，并积聚在气盘中，它们结合成地球，同时在地球周围又形成另一个次级盘状物，这个盘状物便形成了月球。

灵伍德（A.E.Ringwood）的学说又有不同，他主张形成月球的物质原是处于地球洛希极限[1]内的一个环带，这与今日的土星光环相仿，但所含的物质更多。他认为原始地球主要由 CO、H_2及少量硅酸盐组成，它们形成浓厚的原始大气。在漫长的岁月中，这大气被"太阳风"（§7.5）驱散殆尽，但其中已有的少量金属及其氧化物凝聚在地球周围的环上，这个环后来慢慢离开地球，并逐渐

① 洛希极限是指潮汐力大于绕转体自身的引力的界限。对于行星、卫星而言，若二者的平均密度相同，则此界限大约是离行星2.46半径处。在更近的距离内，卫星将被地球的潮汐粉碎。土星光环便是其最好的例证。详见§5.1。

形成了月球。由于原始大气冷却的氧化过程很不充分，因而剩有少量的金属铁，这可以说明现代登月探测得到的结果——月海玄武岩中缺乏亲铁元素和还原铁。

综合上述三大派学说的优劣，尽管都可或多或少地说明月球的化学组成、结构、运行轨道及地月关系的一些基本特征，但看来潮汐分裂说已在逐渐走向衰落，而俘获说与共同形成说则还在不断地发展之中。目前，它们都还有许多不足之处，但同源说略占一些优势。

四、月球形成后的演化

从各种研究结果得到的结论看来，月球的年龄与地球大致相仿，约为46亿年左右，这也是太阳系的年龄。在这40多亿年时间内，月球虽不象地球那样早已面目全非，或多或少保留着一些当年的征状，但亦是有很大的变化的。例如，地月之间的距离就增大了十倍，这从古地球物理和古生物的研究中可以得到证实，地球一年中的天数在远古时期要比现代多（自转快，说明地月距离小，见表4.12）。

表 4.12　不同时期地球一昼夜的长度（小时）

距今时间（10^8年）	0	0.46	0.72	2.00	3.40	3.80	5.10	45.5
相当的地质时代	现代	始新世	白垩纪	三叠纪	石炭纪	泥盆纪	震旦寒武世	地球初期
昼夜长度（小时）	24	23.7	23.5	22.7	21.8	21.6	20.8	~4

在几十亿年内，月球整个面貌有过几次巨大的变动，根据这些变动可以划分它的“月质年代”。由于研究的方法不同，也有不同种划分月球编年史的方法，目前较常用的则是舍马克(E.M.Shoemaker)及哈克曼(R.J.Hackman)的五纪划分法。

1．前雨海纪　月面演化史中最早的4—5亿年时间，也是月球形成之后到"雨海事件"之前的时代的总称。那时，形成之后的月壳——固体表面——又重新熔化，温度达1000℃以上，造成这种变化的原因可能是放射性元素释放的核能，也可能是大量大流星体的频频撞击的动能，也可能二者兼而有之，但熔融的表面没过多久又重新冷却凝固起来。有人估计，这时期内形成的环形山和月坑大约有11000多个，然而完整保存至今的已很少，除了被熔岩填满、淹没外，还有一些环形山上则又迭加上了新的环形山，或被月谷所破坏。

2．雨海纪　从41亿年前开始，月球上开始形成雨海盆地。虽然这一纪只有二亿年光景，但触目惊心的"雨海事件"却很有特色。在大约39—40亿年前，一颗直径100千米左右的小行星猛烈撞到月球上现在的雨海地区，溅起的物质被抛到了500千米之外。而据研究，月海和多数山系大致都是在这段时间内形成的。在猛烈而频繁的陨星轰击下，月海盆地区域形成了，抛出的溅射物堆积起来，成了山脉，如亚平宁山脉、阿基米德型环形山可能都是这样形成的。

3．风暴洋纪　雨海纪之后直到31亿年前，在这段时期内，落到月面的陨星数量逐渐减少，但月面本身却又一次发生了大规模的熔岩活动：火山频频喷发、熔岩四处流淌，低洼地区的坑洞和小环形山又一次被完全淹埋，于是月海盆地成了今天的模样。根据同位素测定，一些月海被充填的先后大致是这样的次序：雨海（先西后东）、湿海、危海、静海、丰富海、澄海、风暴洋。到这一纪末期，月球内部的大规模演变已经停滞了。

4．爱拉托逊纪　从距今31亿年到5亿年前的26亿年时间内，虽然月球内部活动已明确减少，但外界的影响仍十分巨大。这一时期内，它又经历了一场陨星的轰击，形成了大量新的环形山。而且它们大多数并未受到严重破坏而保存至今天，不过月面上的各

种作用仍可以使它们的辐射纹基本上被磨灭而消失。

5．哥白尼纪 5亿年前至今则是雨海时期的最后阶段。一些最年轻的带有清晰辐射纹的环形山，如哥白尼山、第谷山等都是在8亿年前形成的。有人认为这时期内形成的这种环形山约有8000多个，但其直径都较小，最大的不过55千米，小的仅是一些米级、厘米级的坑洞而已。

整个过程可表示如图4.58。

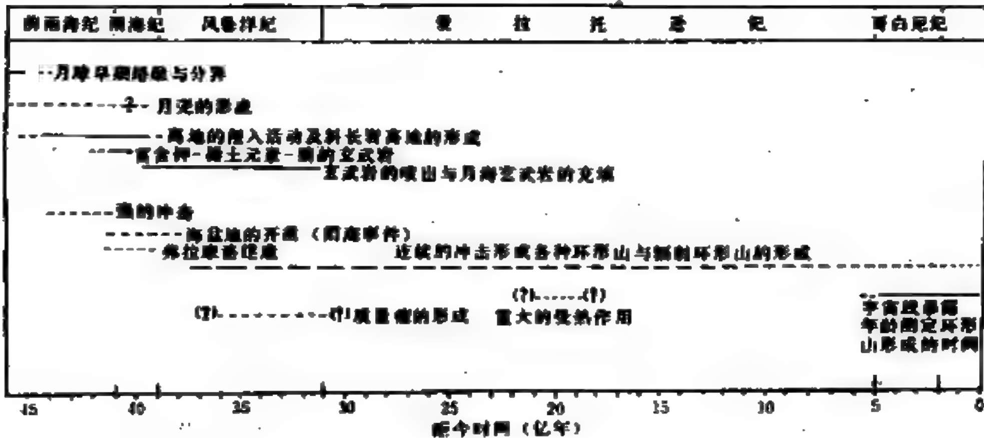


图 4.58 月球演化序列

五、月面暂现现象（TLP）

人们常说月球是一个死寂的世界，已经没有任何变化，这只能是指在最近的50万年中月球上已没有全球性的大规模变化，因为月面上局部的变化至今还是时有发生，奇怪的月面暂现现象即是其中之一。月面尚有活动先由英国天文学家穆尔（P. Moore）提出，后为苏联天文学家科兹洛夫（B. B. Козлов）所证实。他在1958年11月3、4日夜利用1.28米口径的望远镜观测月球时，在阿尔卑斯山发现了一种奇特的淡红色的光斑，他认为这很可能是月球内部散逸出来的气体经太阳照射而发光。现在知道，月面暂现现象最容易出现于月球处于近地点的时刻。

其实，月面局部发光的现象早在800多年前就有了记录：1178年6月18日西方同时有五个人见到了蛾眉月上出现的闪光。而十八世纪的观测大师威廉·赫歇耳也有过两次类似的记录：一次是在1783年，一次在1787年。他还作了这样的描述：闪光"好象是燃烧着的木炭，薄薄地蒙上了一层热灰。"

1866年希腊天文台台长甚至宣称，澄海中一个环形山突然消失了。二年之后又有人报告说，他见到一座原来直径只有500米的环形山现在已增大到了3千米……。据不完全统计，数百年来天文学家收到的各种有关月球表面变化的报告达1400多起。当然，这其中也不乏是观测者的幻觉，甚至还可能有蓄意的欺骗，但是即使剔除了那些存疑很大的例子之后，资料仍然很多，所以人们不得不认为，月面上的这种短时标的局部变化是客观存在的。研究它，对于进一步探索月球的起源及演化将有重要的意义。事实上"阿波罗"14号登月宇航员安置在月面上的仪器已经提供了一个陨石轰击月球的实例：1972年5月13日，一颗大陨星落在仪器附近，陨落时月岩飞溅持续了将近一分钟，并在陨落处造成了一个足球场大小的坑洞。据测算，它的能量与1000吨梯恩梯炸药相仿，有四个月震仪还记下了由此引起的月震曲线。

第五章　行 星 和 卫 星

§5.1　太阳系观念的确立

人们经过千百年的探索，到十六世纪后才逐渐明白地球是绕太阳公转的行星之一。太阳连同绕它旋转的九大行星(包括它们的卫星)及万千小行星、彗星组成了一个比地月系统更高一层次的天体系统——太阳系(图 5.1)。

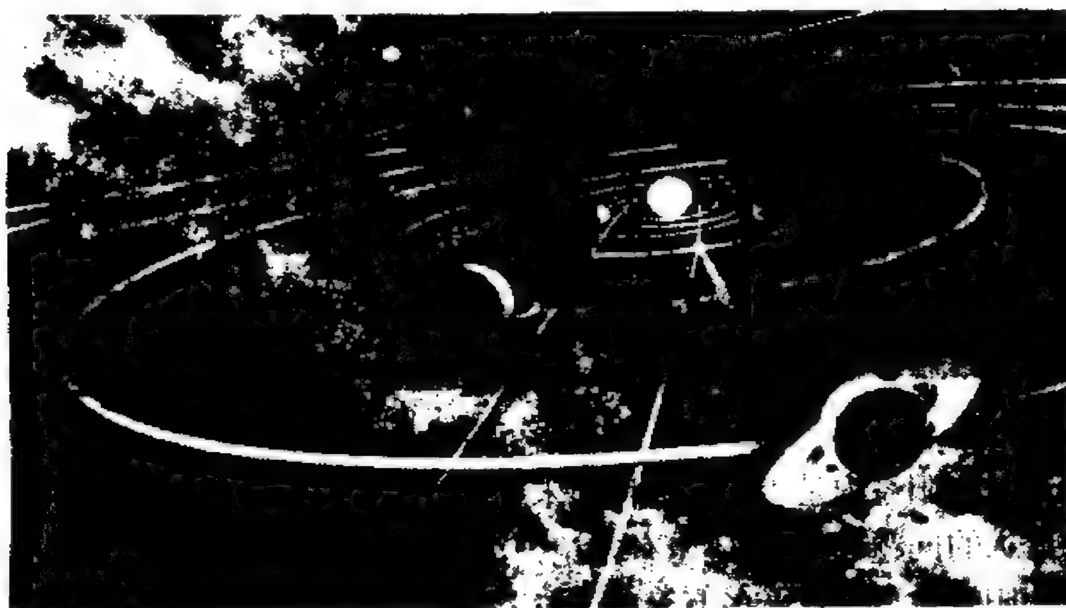


图 5.1　太阳系

一、太阳系概况

太阳系的中心天体是太阳，太阳是太阳系光和能量的源泉。它

的质量比地球大33万倍，有1.99×10^{30}千克，占整个太阳系质量的99.865%，因此它是太阳系的质量中心，其引力使太阳系内所有天体都绕它运动。

太阳也是太阳系中最庞大的天体，其半径为6.96×10^{5}千米，差不多为地球半径的109倍，甚至是地月距离的1.8倍(图5.2)。目前人们知道的大行星共九颗，按照与太阳由近及远的次序是：水星(☿)、金星(♀)、地球(⊕或♁)、火星(♂)、木星(♃)、土星(♄)、天王星(⛢或♅)、海王星(♆)、冥王星(♇)它们的物理参数见表5.1。



图 5.2　太阳与九大行星的大小比较

太阳系内是否还存在目前未知的其他大行星？这是一个十分诱人的问题，但迄今还未有定论。主张还存在未知行星的人认为，太阳系的范围达十多万天文单位，而目前九大行星不超过50天文单位，冥王星发现至今尚不过半个多世纪，从天王星、海王星运动与理论计算存在着微小偏离、彗星运动情况分析等方面看来，似乎在冥王星轨道以外还存在着若干未知行星是很有可能的，发现它们只是时间问题。

表 5.1 太阳和九大行星的一些物理参数

行星	质量 (10^{24}千克)	赤道半径 (10^3千米)	平均密度 (10^3千克/米^3)	公转周期 (日)	自转周期	自转轴倾角	表面温度 (开)	已知卫星数*	环绕速度 (千米/秒)	逃逸速度 (千米/秒)
太阳(☉)	1.989×10^{6}	6.960×10^{2}	1.41	—	25.2天(赤道)	—	5770	—	436.8	617.7
水星(☿)	0.3309	2.440	5.44	87.969	58.6天	3	600	0	3.0	4.2
金星(♀)	4.869	6.070	5.2	224.701	243天	177	750	0	7.3	10.3
地球(⊕)	5.974	6.378	5.52	365.256	$23^h56^m4.1^s$	23 27′	300	1	7.9	11.2
火星(♂)	0.6421	3.395	3.95	686.980	$24^h37^m22.6^s$	23 59′	230	2	3.5	5.0
木星(♃)	1.989×10^{3}	71.400	1.33	4332.589	$9^h50.5^m$(赤道)	3 05′	128	18†	42.1	59.5
土星(♄)	568.4	60.000	0.70	10759.2	10^h14^m(赤道)	26 44′	105	22†	25.2	35.6
天王星(♅)	86.86	25.400	1.34	30685.4	11^h36^m	97 55′	70	15†	15.1	21.4
海王星(♆)	102.9	24.750	1.66	60189	17^h50^m	28 48′	57	3†	16.7	23.6
冥王星(♇)	1.4×10^{-2}	1.350	1.5	90465	6.387天	60	50	1	0.85	1.2

*数字右上角的"†"表示可能还有未发现的卫星。

但持相反意见的科学家则认为，太阳系空间的物质并不是均匀分布的，有理由认为在海王星轨道外，太阳系空间已十分稀薄，形成冥王星后剩下的物质难以聚成一颗大行星。至于在水星轨道以内的“水内行星”，一百多年来的搜索史表明，它并不存在。

九大行星除了离太阳最近的水星、金星外，都有若干颗天然卫星。人类最早知道的卫星就是月球，直到1610年才发现了木星的四个大木卫。到本世纪七十年代后期，太阳系内的卫星达33颗，人类大规模的空间探测又使卫星数目达到了60颗以上，而且随着大量资料的处理和证认，卫星数目可能还会有所增加。

还有三颗行星（木星、土星、天王星）具有“环带”。环带以前亦称为“光环”，它们是在行星赤道平面内由无数碎石、冰块、砂砾等物质组成的，也与卫星一样在绕行星作开普勒运动。一般认为，环带或许是被行星潮汐力粉碎了的卫星，也可能是在太阳系演化初期未能凝聚成卫星的“原始物质”。

十九世纪初开始，人们陆续发现了许多小行星，至今数目已突破了三千颗。所谓“小行星”，是指形态、运动特征与九大行星（尤其是类地行星）相仿，但大小质量却又小得无法比拟的天体，绝大多数小行星存在于火星与木星轨道之间。最大的小行星是1号谷神星，它的直径比月球还小一半，质量在10^{21}千克量级。已发现的小行星中，许多大小能以千米计，最小的直径只有300米。至于还未发现的那些更小的小行星可能只是一些在绕太阳运转的碎块游石而已。人们估计，所有小行星的质量之和不到$10^{-3}m_{♁}$，因此人们又称小行星为太阳系的小天体。然而令人意外的是，七十年代末居然发现一些半径几十至上百千米的小行星也有绕它转动的“卫星”，有卫星的小行星至今已发现了十多个。

太阳系内还有一种小天体是彗星，它们是宇宙中的“脏雪球”。彗星的轨道大多十分扁长，有的甚至是抛物线或双曲线，因而与太阳的距离变化极大。彗星处于远离太阳的地方时，它几乎无法

为人觉察；但当走到太阳附近时，因受热而急剧膨胀起来，体积可与太阳相当甚至更大，长长的彗尾可达几千万、数亿千米。但它们的质量极小，最大的一般仅有10^{19}千克，绝大多数仅只10^{13}千克，最小的小于10^{12}千克，因此尽管有人估计彗星总数在10^{11}个以上(已算出轨道的彗星仅一千个左右)但其总质量还不及地球质量。

第三种小天体则是流星体，它们大多非常微小，在遇到地球大气成为流星之前，一般都无法对它们进行观测。然而陨落于地球上的流星体——陨星，则又为人类带来了无比珍贵的科学信息。

二、地心体系

天穹像一个硕大无朋的半球，地球处于中心的位置，日、月、星辰都在绕地球每天东升西落，这是最直观的自然现象之一。以此为基础来说明宇宙图像的假设或理论都属于“地心体系”范畴。中国古代的“盖天说”、“浑天说”，古希腊亚里士多德的“水晶球”模型，阿波隆尼(Apollonius)的“本轮、均轮偏心模型”，喜帕恰斯的偏心图像都是以“地球为宇宙中心”作理论基础的。到公元二世纪，亚历山大学派的托勒玫在前人工作的基础上作了系统的发展和提高，总结为《天文学大成》，使地心体系成为一个完整的科学理论。

托勒玫的巨著《天文学大成》是当时天文学和数学上成就的最好总结。该书共13卷，它不仅包括了地心体系所描绘的宇宙图像(图5.3)，列举了证明地心体系的基本观测事实和数学基础，叙述了日、月、行星的运动规律，还有推算日、月食以及行星未来位置的方法，天球仪的原理和制作工艺，并包括有1022颗恒星的位置、亮度的星表。实际上，古希腊人在天文学上所取得的辉煌成就多数是因为托勒玫在他著作中作了转述才为今人所知晓。

为了说明行星的视运动，预报行星在天空中的位置及即将发

生的日、月食，托勒玫的著作对数学的发展也起了很好的推动作用，因此可以认为托勒玫的地心说是当时科学的高峰，是人类认识史上的一大进步。

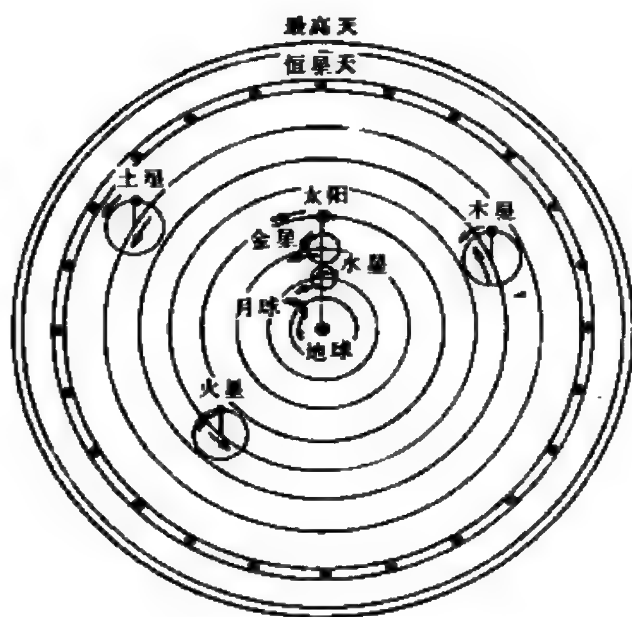


图 5.3 托勒玫的地心体系简图

托勒玫地心说所描述的宇宙图像可大致概括为这样几点：

(1) 地球是球状的，巍然不动地位于整个宇宙的中心，按与地球由近及远的天体是：月球、水星、金星、太阳、火星、木星、土星、恒星；在恒星之外还有一层"最高天"(图5.3)。

(2) 五大行星都在一个较小的"本轮"上作匀速圆周运动，但本轮的圆心又在一个庞大的"均轮"上绕地球作匀速圆周运动。但太阳和月球没有"本轮"，直接在均轮上运动，而地球又稍稍偏离所有均轮的中心。这样，托勒玫通过选择各个本轮、均轮半径的比例，它们转动的不同速度比例以及两种轮子轨道平面的不同倾斜角，就可以得到足以满足当时观测水平的结果。

(3) 水星和金星的本轮中心始终位于日地的联线上，而火星、木星、土星这三颗行星与本轮中心的联线始终与日地联线平行，前者用以说明水星和金星只能出现在黄昏后和黎明前的现象。

(4) 日、月、行星除了作这样复杂的轨道运动外，还跟随恒星一起每天作东升西落的周日运动。

如上所述，托勒玫对古希腊的科学发展作出了很大的贡献，不愧是一个伟大的天文学家。他总结的地心体系中天体是按固有的

规律运动的，否认了上帝的自由意志。他也反对灵魂不朽和大地平直的观点，因此在很长一段时期中托勒玫的著作是教会所不容的禁书。公元1029年罗马教会又严厉查禁了一次亚里士多德及托勒玫的书籍,并在翌年把十多名相信地球为球形的青年学生送上了火刑架。直到1215年教廷还再次重申禁止在大学中教授托勒玫学说，任何人都不得抄录、阅读或保存亚里士多德的著作。

格里果里九世当了教皇后，这种一味镇压的局势发生了微妙的变化。这是一个颇有心计的统治者，他积极鼓励神学家们去研究亚里士多德和托勒玫的著作,以便对它们进行改头换面的删节、阉割，再塞进圣经、神学中的一些说教，使之与教义并行不悖。经过他们精心的多次改造后，原来具有进步意义的科学理论变成了支持神学的“理论支柱”。洪水猛兽般的禁书变成了必读的“范本”。他们强调：地球居于宇宙的中心决不是偶然的,这是因为“上帝”既然按照自己的形像创造了“人”,就一定会把他们放到宇宙中心去管理天地万物，在宇宙图像中又加进了“晶莹天”、“净火天”成为上帝和众神栖息的天堂……。

从此，长眠了一千多年的托勒玫成为“偶象”、“圣人”。地心说变为必须信奉、不容亵渎的金科玉律，人们唯一可以做的事情是在这个宇宙图像的基础上,如在本轮上添加更小的”二级本轮”、“三级本轮”……，以便修补日渐显露出的破绽而已。科学被宗教操纵、介入后必然成为束缚一切进步思想的紧箍咒，扼杀先进事物的刽子手，尤其是当十五世纪欧洲资本主义开始萌芽、发展的时刻，地心说的反动性更加日益突出了。

三、日心体系及其胜利

即便在远古时代也有许多真知灼见者，中外科学史上都不乏这种很有远见的先哲。我国早在战国时代，庄子和尸佼都提出过“地动”的观点。西汉末年成书的《尚书纬·考灵曜》中更明确指出：

“一年之中地有四游”。并以例作证：“地恒动不止，而人不知，譬如人在大舟中，闭牖而坐，舟行不觉也。”令人拍案叫绝的是这与一千多年后哥白尼提出日心说时举的例证几乎是不谋而合。

在古希腊柏拉图之前的菲洛劳斯（Philolaus）就提出过地球与其他天体都在绕一个“宇宙的炉灶”转动的观念。古代原子论创造者德谟克利特（Democritus）除了提出“宇宙无限”外，还论证了太阳远大于地球；到公元前三世纪时，另一个伟大的学者阿利斯塔克不仅已经知道了太阳远比月球更远，还从日、月食算出地球的直径约是月球的7/2倍，因而太阳应比地球大5、6倍。他还相信，大的物体不应当绕小物体转。因此，于公元前270年，他提出了人类最早的“日心说”，主张地球一方面每天自西向东地自转一周，同时又在每年绕太阳公转一周；其他行星也在绕太阳公转；与地球绕太阳的轨道直径相比，恒星的距离要远得多。

遗憾的是阿利斯塔克的光辉思想远远超出了他所处的时代，两千多年前的科学技术水平还不能为他的理论提供足够的观测证据，这种思辨性的正确结论反而经不起与地心说的论争，而因被托勒玫嘲笑为“滑稽可笑的”。

但是，事实毕竟是地球在绕太阳转。随着生产的发展、观测水平的提高，主观杜撰出来的地心说也日见其拙。尽管不时有人不断地加进一个个小本轮，乃至到哥白尼时代，纵横交叉的圆圈竟达79个，已经到了令人头晕目眩的程度，但仍然是顾此失彼，预报的行星位置及天象屡屡失灵。哥白尼经过“四个9年”的埋头研究，确信这个体系“不是忽略了一些必不可少的细节，就是塞进了毫不相干的东西”，非得重起炉灶不可。

在他的学生和朋友的鼓励和支持下，哥白尼同意把自己的研究著书出版。公元1543年，科学史上划时代的巨著——《天体运行论》出版了（图5.4），尽管成书于5月24日送到他家时，他已奄奄一息，仅仅触摸了一下就与世长逝了，但书中提出的日心体系却是科

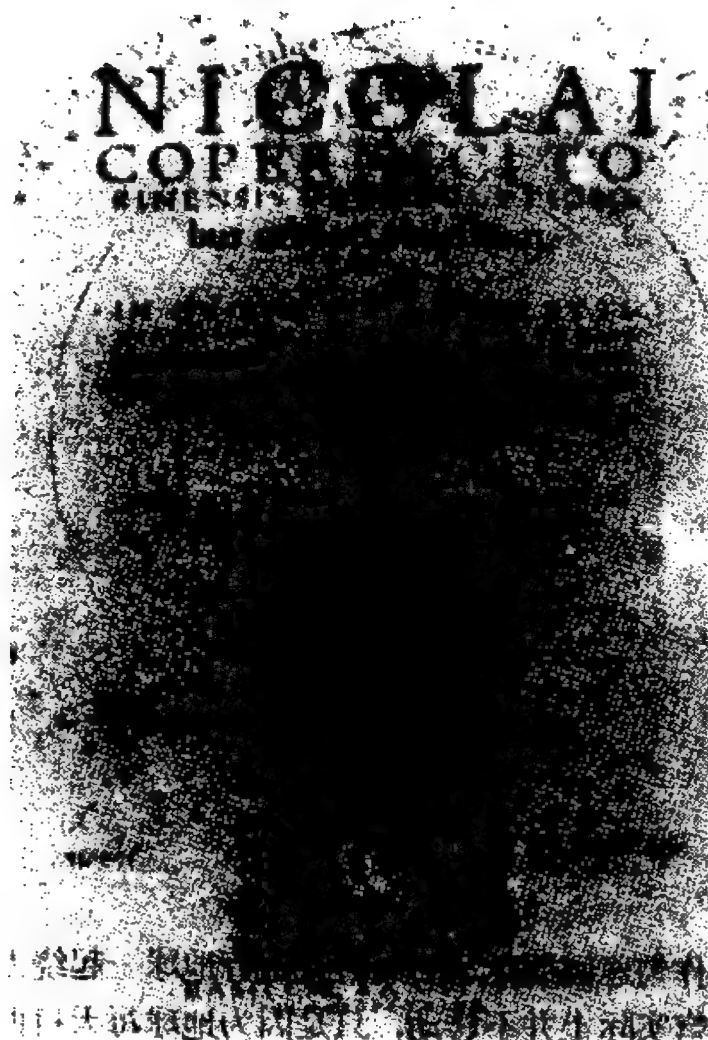


图 5.4 哥白尼的巨著《天体运行论》

学史上一场伟大的革命。

《天体运行论》全书共六卷，第一卷"宇宙概观"是其理论精华，它包含了日心说的基本论点：

（1）宇宙的中心不是地球而是太阳，所有行星都在绕太阳作匀速的圆轨道运动，由太阳向外的次序是：水星、金星、地球、火星、木星、土星(图5.5)。

（2）地球是绕太阳转的普通行星，月球则是绕地球转的卫星，

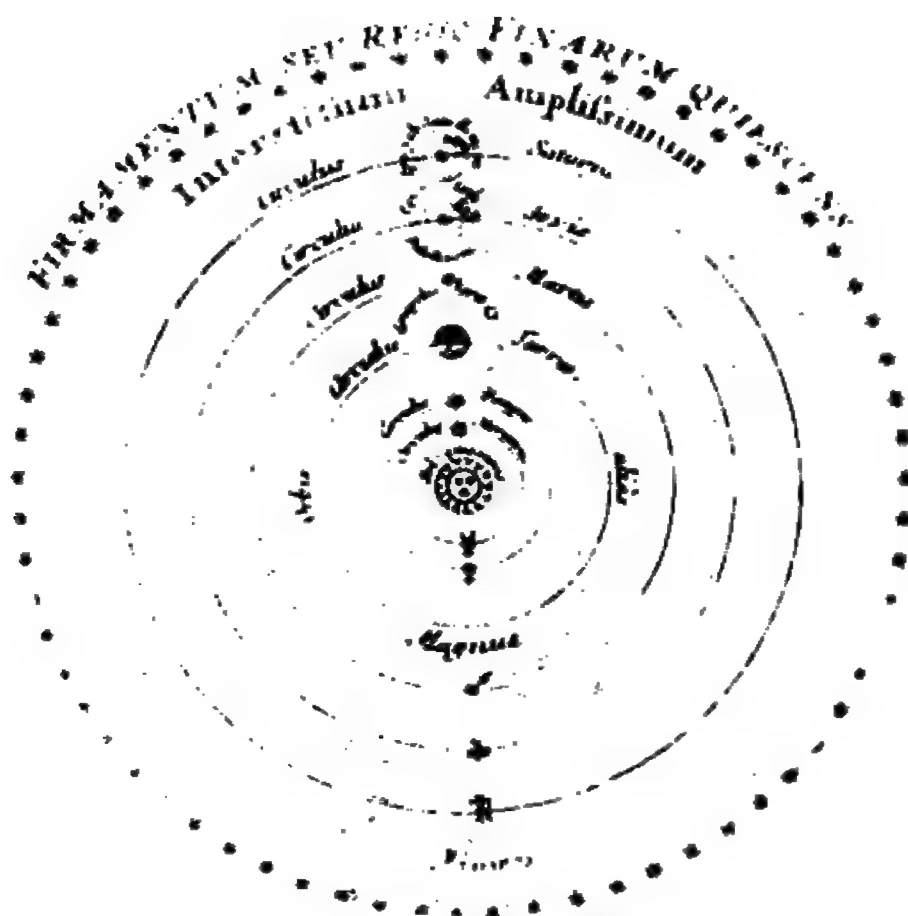


图 5.5　哥白尼的日心体系

它在绕地球作匀速圆周运动的同时又跟着地球一起绕太阳运动。

（3）天穹实际上并不转动，只是因为地球每天自西向东自转一周才造成了天体每天东升西落的视现象。

（4）与日地的距离相比，恒星离地球都十分遥远。

尽管哥白尼在书中提出的这些观点在今天看来有许多明显的错误之处，但瑕不掩瑜，丝毫不影响其划时代的革命作用。《天体运行论》是科学向神学的宣战书，正如恩格斯（F. Engels）指出的那样："从此自然科学便开始从神学中解放出来"开始"大踏步地前进"了。

然而，哥白尼的日心说的发展却经历了相当曲折的道路。来

自教会封建势力的攻击是不言而喻的，他们恐惧科学真理的传播，采取了赤裸裸的高压白色恐怖：查禁哥白尼的著作，搜捕相信"异端邪说"的"危险分子"，烧死布鲁诺(G. Bruno)、审讯伽利略……，无所不用其极。更值得吸取教训的是：哥白尼学说还受到了旧习惯势力的顽固阻挠。人们在感情上对"地球"在宇宙中地位的降低极为反感，对与直观相抵触的理论也感到大惑不解，连哥白尼的家乡也对日心说冷嘲热讽，甚至还有人编写了讽刺哥白尼的话剧演出，旧的习惯势力使象第谷、乔·卡西尼那样第一流的天文学家也扮演了反对日心说的不光彩角色。

哥白尼逝世后不久，伽利略从望远镜里发现了木星有4个卫星、金星的位相变化、太阳表面上的黑子运动……，这些都为日心说提供了无可争辩的观测依据。与伽利略同时代的德国天文学家开普勒发现了行星运动三大定律，从理论上论证并改进了日心体系。牛顿发现的万有引力定律则为日心说奠定了坚实的理论基础。1725—1728年，英国天文学家布拉得雷发现的光行差即是地球公转的第一个直接观测证据。1837—1839年，德国贝塞尔、英国亨德森、俄国瓦·雅·斯特鲁维先后独立地分别测得了天鹅61、半人马α及织女星的视差，攻克了地心说的最后营垒。1846年，二个年轻人约翰·亚当斯和勒威耶用纸和笔发现了第八颗行星海王星。从此，日心体系成为真正的科学理论体系，哥白尼的学说终于取得了彻底的胜利，成为今天妇孺皆知的常识。1983年，罗马教廷也不得不承认，十七世纪宗教裁判所对于伽利略的审判是错误的，宣布为350年前的错案"平反"。

§5.2 行星的视运动

在地球上看来，行星除了参加东升西落的周日运动外，它们

还在恒星之间不断游移。若以恒星作为背景，行星的行径显得十分复杂而奇怪(图5.6)，多数时间内按自西向东的方向（即赤经逐日增加）运动——"顺行"，但总有一段时间表现为反向的自东向西运动（赤经减小）的"逆行"运动，而且它们每天移动的速度也时时在变化着。在从顺行变逆行或逆行变顺行中间，会表现为"留"，在留的几天时间内，行星的赤经、赤纬几乎不变。



图 5.6 行星的几种视运动路径

行星这种视运动的根本原因是因为九大行星都在几乎同一平面上，以相同的方向绕太阳作公转，或者说是地球与行星公转运动的合成。然而古代人们却对此困惑不解。在一定程度上可以认为，天文学家和星占家为了解释行星的视运动、预报行星的未来位置，才促使了古代天文学的不断发展。

一、内行星的视运动

习惯上常把位于地球轨道之内的两颗行星——水星、金星——称为内行星，而把地球轨道之外的六颗行星称为外行星。

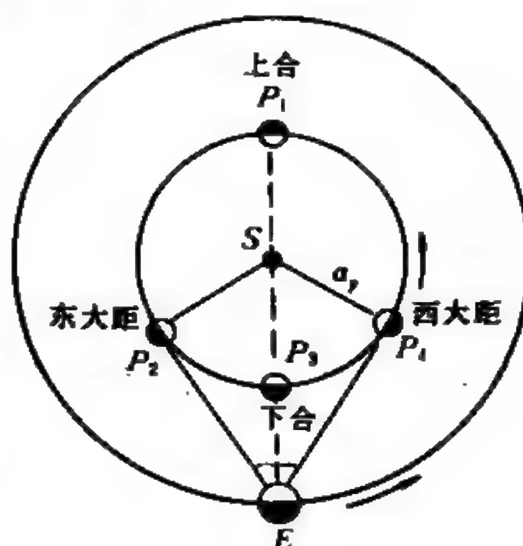


图 5.7 内行星的视运动特征
S——太阳，P——内行星，E——地球

由图5.7可知，内行星与太

阳的黄经差不会很大，或者说它们始终只能在太阳的周围“徘徊”。

1. 上合和下合　如图5.7，当行星处于 P_1 及 P_3 位置即 $\lambda_{\odot}=\lambda_P$ 时，内行星与太阳的黄经相等，称之为“合日”。P_1 与地球分处太阳两侧，离地球最远，称之为“上合”，P_3则称为“下合”。

由于它们的黄经相等，在此时刻及其前后，内行星与太阳一起升降，因而一般说来，在合日时人们是观测不到行星的。

2. 东大距和西大距　合日后，行星渐渐离开太阳，角距日渐增大。如上合之后，内行星慢慢跑到太阳的东侧，即$\lambda_P-\lambda_{\odot}$值逐渐增大。或下合后，它逐渐跑到太阳的西边天空，$\lambda_{\odot}-\lambda_P$ 逐渐增大。当两者的黄经差达最大时，即称为“大距”，P_2 称为东大距，P_4 称为西大距。

显然，在大距时，太阳、内行星及地球构成一个直角三角形。因此，理论上它的大距角可由下式算得：

$$\text{大距角}=\sin^{-1}\left(\frac{a_P}{a_{\oplus}}\right) \tag{5.1}$$

考虑到内行星及地球的实际轨道都是椭圆，所以大距角的值不是常数，水星在18°—28°之间，金星在45°—48°之间。

3. 顺行　由于行星的视运动是地球和行星公转运动的合成，所以在上合前后相当长的时间内，行星表现为顺行，而且顺行的速度在上合时达到极大（正是地球公转速度与行星公转速度的相加）。以后顺行的速度日渐变小，经过东大距之后慢慢减小到零。

4. 逆行　在下合前后，从地球上看来，内行星的运动方向是自东向西，表现为逆行，而且由于投影的效应，下合时刻逆行的速度达到极大（正是行星公转与地球公转运动的速度差）。由图5.8可知，内行星的逆行仅是当它们在Ⅱ—Ⅳ之间，因而在天球上逆行的路程都比顺行短得多。

5. 留　在内行星经过东大距之后以及未到西大距之前，有二个特定的位置Ⅱ、Ⅳ，内行星与地球合成运动的方向正好落在视

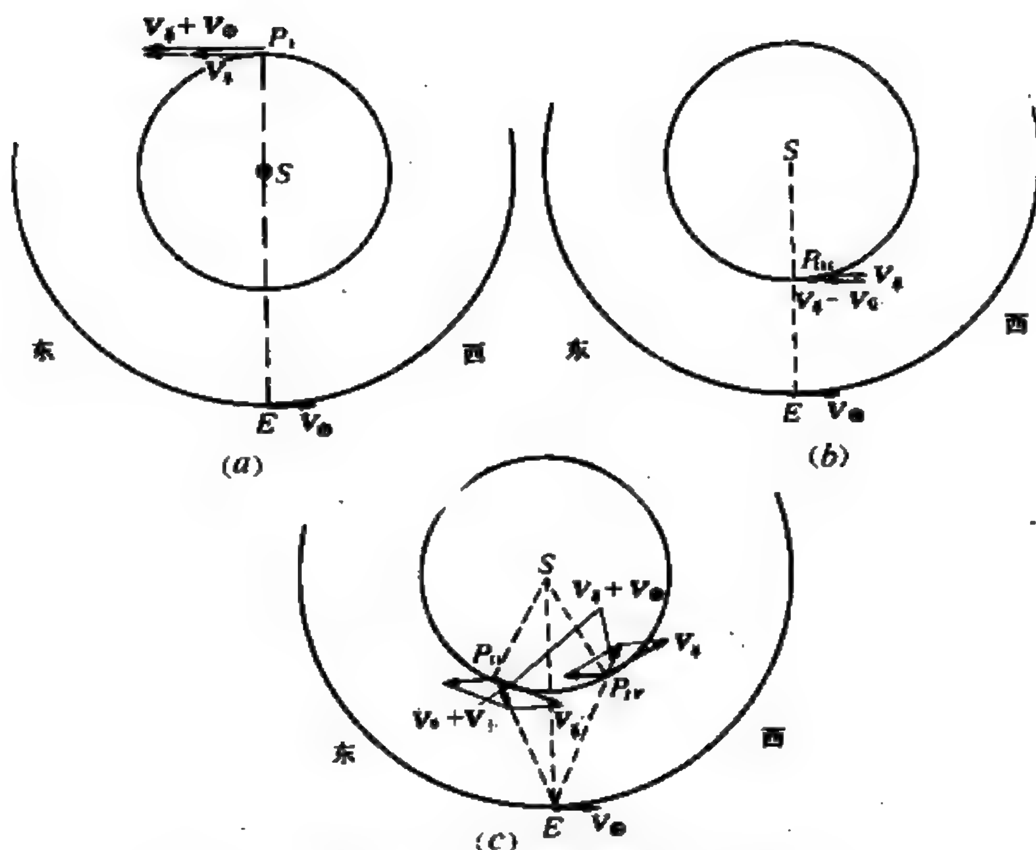


图 5.8 行星视运动是行星与地球公转的合成(内行星)：
(a) 上合时顺行速度最大；(b) 下合时逆行速度最大；
(c) P_{II}、P_{IV} 处合成的运动在视线方向表现为留

线方向。因而它们在天穹中的视位置并不变化。留是顺行转向逆行或逆行变为顺行的转折点，而在留的前后，行星在天球上的视运动速度也是很小的。

长期观测表明：金星的留发生在$|\lambda_{♀}-\lambda_{⊙}|\simeq 29$ 处，水星的留发生于$|\lambda_{☿}-\lambda_{⊙}|=11°-13°$之间。

6. 昏星和晨星　由图5.7可知从上合P_1到下合P_3的半周内$\lambda_P-\lambda_{⊙}>0°$，即内行星始终位于太阳的东边，因此只有在太阳西沉后，它们才有可能出现在西方地平附近，而且不久后即没入地平之下，所以仅表现为黄昏可见的行星——昏星。显然，距角越大，它出现时的地平高度越大，在昏夜中逗留的时间也越长。

同理可知，在从下合 P_3 到上合 P_1 的半圈内，$\lambda_p-\lambda_\odot<0°$，内行星始终位于太阳之西。所以，只有当早晨太阳未升起的黎明之前，才有见到它的可能，故称之为晨星。同样，达到西大距时，它的地平高度最大，逗留的时间最长。

由于水星的大距角较小，地球大气造成的晨昏蒙影① 作用，加上城市灯光、大气污染、地面建筑物或地形本身的限制，使人们凭肉眼很难观测到水星。

7. 位相变化　行星本身不发可见光，因此当它与地球的相对位置发生变化时，便会出现不同的位相(图5.9)，在下合前后，地球上看到的内行星相当于朔时的"新月"。在上合附近，其位相类似于望的"满月"，而大距时的位相相当于"弦"（东大距相当于上弦，西大距相当于下弦)。

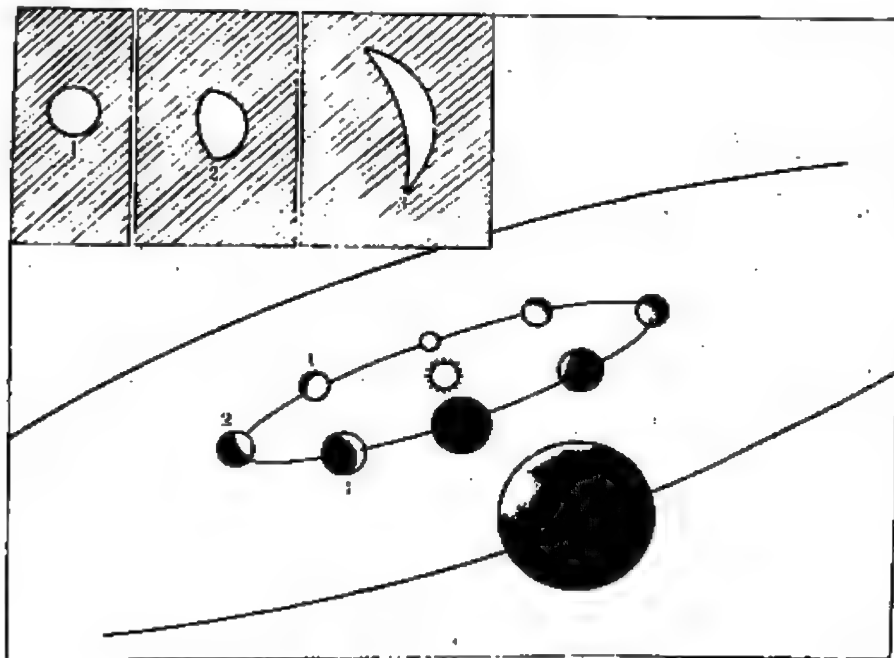


图 5.9　内行星的位相

① 由于地球大气对太阳光的散射作用，太阳在升起之前和降落之后，天空仍然相当明亮，这称之为晨昏蒙影。一般规定，民用晨昏蒙影指 $h_\odot$ 在0°—-6°之间，即日出前及日落后半小时，天文晨昏蒙影则是指 $h_\odot$ 在0°—-18°间。

1610年，伽利略用望远镜发现了金星的这种独特的位相变化，并用以作为日心说最有力的观测证据之一。

当然，内行星的位相毕竟与月相有不同的特点。首先，“弦”(大距)离“朔”(下合)的时间比离“望”(上合)的时间短得多，同时因为内行星与地球的距离时时不同，所以在不同位相时的视圆面角径有很大的差别。例如，“新月”状的金星角直径可达64″，而“满月”状的金星视直径仅只10″左右，前者是后者的6.4倍。第二，金星的位相的顺序是：“新月”、“下弦”、“满月”、“上弦”，而与月相变的顺序不一样。

内行星的视亮度也时时在变化着。在“望”时因为距离最远，而最近时又恰值“朔”，所以它最明亮的时刻既不在上合、下合，也不在大距，而是在大距和留之间的某一时刻。

二、凌日

内行星凌日实际上是一种交食现象，只是由于$\rho_p \ll \rho_\odot$，视直径相差很大才使得凌日表现为太阳圆面上出现一个缓缓移动着的小黑点而已。也正因为如此，凌日现象到很迟时才为人们所了解和观测。

由于内行星的轨道平面与黄道面并不重合，故合时虽有$\lambda_p \simeq \lambda_\odot$，但一般情况下此时两者的黄纬并不相等，所以凌日是罕见的天象之一。实际上，只有当下合时候，地球和内行星恰好又位于它们轨道的交点附近，三个天体才会真正成为一直线，而发生这种天象。例如，地球经过水星轨道的升交点在11月10日前后，经过其降交点是在5月8日左右，因此水星凌日只能发生于5月8日和11月10日前后。同样，金星凌日也只发生在6月7日及12月9日附近，这分别是地球通过金星轨道升交点和降交点的日子。

根据长期观测统计，水星凌日平均每100年发生13次，金星凌日的机会更加稀少，约243年内共四次(表5.2)。

表 5.2 内行星凌日

水星			
升交点凌日时间	与上次相距年数	降交点凌日时间	与上次相距年数
1907年11月13日 1914年11月7日	7年		
		1924年5月7日	9.5年
1927年11月10日	3.5年		
		1937年5月11日	9.5年
1940年11月12日 1953年11月14日	3.5年 13年		
		1957年5月6日	3.5年
1960年11月7日	3.5年		
		1970年5月9日	9.5年
1973年11月10日 1986年11月13日 1999年11月15日	3.5年 13年 13年		

金星			
升交点凌日时间	与上次相距年数	降交点凌日时间	与上次相距年数
1631年12月6日 1639年12月4日	8年		
		1761年6月5日 1769年6月3日	121.5年 8年
1874年12月8日 1882年12月6日	104.5年 8年		
		2004年6月8日 2012年6月6日	121.5年 8年
2117年12月10日 2125年12月8日	104.5年 8年		
		2247年6月11日 2256年6月8日	121.5年 8年

观测凌日具有一定的科学价值。十七世纪时，英国天文学家哈雷曾经提出过利用不同地方金星凌日的观测资料，可以测定比较准确的日地距离值。俄国学者罗蒙诺索夫巧妙地利用了发生于1761年的金星凌日机会，证明了金星上存在有大气——这是其他行星也可能具有大气的第一次证明。

三、外行星的视运动

外行星的视运动有许多特征与内行星类似，如大多数时间内顺行，少部分时间逆行，并在其间也经过两次“留”。它们同样也有“上合”的时刻，而且合日前后亦是顺行的阶段。然而，它们毕竟与内行星还有不同之处。

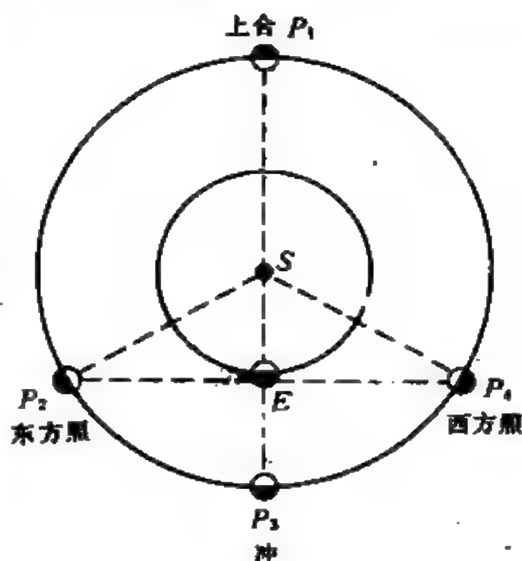


图 5.10 外行星的视运动特征，
S——太阳，E——地球，P——外行星

1. 方照 外行星的轨道都在地球之外，所以不会有大距的限止，即是说$\lambda_P—\lambda_\odot$可在0°—360°间取任何值。因而不存在大距的时刻，与此相似的则是“方照”(图5.10)方照时也构成了直角三角形，但是位于直角顶点的是地球。

当行星处于P_2时，称之为东方照。在这时，行星的黄经比太阳大90°，太阳降落后行星在中天附近，故而它总是上半夜出现在西部的天空。

西方照(P_4)时有$\lambda_P—\lambda_\odot=270°$或$\lambda_\odot—\lambda_P=90°$，这时的行星始终在太阳西90°处，所以它在太阳下中天(子夜)时从东方地平升起，而在太阳东升时它正中天。即在它达到最高的位置时消失在晨曦中。

2. 冲日　与内行星下合相当(P_3)的位置是冲日，简称冲。冲日时，外行星整夜可见，离地球更近，是观测它们的大好时机。火星的轨道偏心率较大，倘冲日又恰逢它处于近日点附近，则称它为大冲。一般说来火星每隔15—17年发生一次大冲，但也有连续两次冲日均为大冲的，例如1986年 7 月及1988年 9 月的两次冲日均为大冲。

值得指出的是，冲日和离地球最近是两个不同的概念，前者是外行星与太阳黄经差为180°的时刻，但因为行星轨道面与黄道面并不重合，所以冲日时一般都不是最近时刻，例如1986年和1988年火星的冲日(大冲)分别发生于 7 月10日和 9 月27日，但与地球距离最近的时间却分别是 7 月16日和 9 月22日，有五六天之差。

由于除了火星以外其他外行星轨道都离太阳很远，因此外行星几乎总是呈现为“望”似的圆面，而没有什么位相的变化，仅仅对于火星在方照附近时才会略略显示为有些“凸月”似的大半个圆面。

还有一个重要不同是在上合后，内行星是走到太阳的东边，而外行星却是跑到太阳的西边，并先达到西方照，其原因有二：一是地球的公转周期比外行星短，二是地球的轨道速度比外行星快。

四、会合周期

众所周知，行星绕太阳的公转周期称为恒星周期，如地球绕太阳一圈的时间为365.2564日，这个长度称为恒星年，恒星年既不同于回归年(365.2422日)也不同于历年(365.2425日)。

在地球上人类所见到的行星运动都是它们与地球公转运动的合成，所以行星连续两次合日(或外行星的冲日时刻)的时间间隔既不是地球的公转周期，也不是行星的公转周期，而是一种“会合周期”。

不难推导会合周期 S、地球公转周期 E、行星公转周期 P 三者之间的相互关系，这与朔望月、恒星月、恒星年之间的关系有

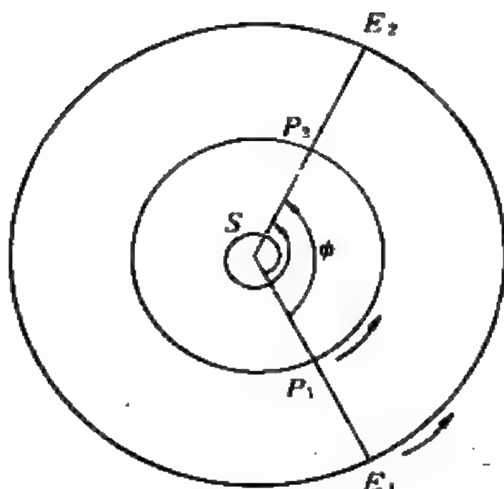


图 5.11 会合周期(内行星)
S——太阳, E——地球, P——内行星

不少类同之处。

以内行星为例(图5.11),第一次下合发生在E_1、P_1,到内行星第二次下合E_2、P_2时,地球走过了$\angle E_1SE_2$,但行星却走了360 $+\angle P_1SP_2$。

近似地把它们的轨道看作同一平面上的两个圆,则有:

$$\frac{360^\circ}{E}\cdot S+360^\circ=\frac{360}{P_{内}}\cdot S \tag{5.2}$$

整理并化简(5.2)式,不难得到会合周期S:

$$\frac{1}{S}=\frac{1}{P_{内}}-\frac{1}{E} \tag{5.3}$$

对于外行星类似的公式是

$$\frac{1}{S}=\frac{1}{E}-\frac{1}{P_{外}} \tag{5.4}$$

(5.3)与(5.4)式中的$P_{内}$、$P_{外}$分别是内行星和外行星的公转周期。

当然实际上行星的轨道都是椭圆,也并不共面,(5.3)和(5.4)式都是不严格的,但由于行星轨道的偏心率及倾角一般都不太大,因而一般情况下,上二式均可使用。中国古代很早测定了一些行星的"会合周期",在马王堆出土的《五星占》中就列出了金星、木星、土星的会合周期(表5.3)。

表 5.3 中国 2000 多年前测得的行星会合周期(天)

	金 星	木 星	土 星
古测值	584.4	395.44	377
今测值	583.92	398.88	378.09

§5.3 行星和卫星的轨道

从力学定律可以证明，两个天体在万有引力作用下互相绕转的轨道是圆锥曲线——椭圆、抛物线或双曲线。天文学上把仅考虑中心天体和绕转天体互相作用的运动叫作二体问题。

在空间运动着的行星、小行星和卫星，在一般情况下都可简化为这种二体问题来处理。它们的轨道基本上都是椭圆，而要在空间完全确定绕转体的运动状况需要若干个独立量——轨道要素。

一 轨道要素

行星或卫星的轨道要素也称"轨道根数"，它包括如下六个量：

(1) 轨道倾角(i)：通常行星或卫星轨道所在的平面(轨道面)与黄道面并不重合，这两个平面的夹角称之为轨道倾角 i ($i<180^\circ$)。

天文学上规定，当天体是自西向东运动时有 $i<90^\circ$，反之，当天体向西运动则有 $i>90^\circ$。九大行星的轨道倾角都较小，所以都是"顺行"的，已发现的三千多颗小行星和绝大多数卫星的倾角也都满足 $i<90^\circ$，但也有少数卫星和相当多的彗星 $i>90^\circ$，它们绕太阳运动的方向与九大行星相反，是逆行的。

(2) 升交点黄经(☊)：一般讲来行(卫)星轨道与黄道面有两个交点，行(卫)星由南向北穿过黄道面的交点称为升交点，与此相对的另一交点称为降交点。升交点黄经是指升交点从春分点起算的日心黄经。

在 i 和☊确定之后，行(卫)星轨道面的空间位置也就完全确定了(图5.12)。

(3) 半长径(a)：轨道半长径即是绕转体与中心天体的平均

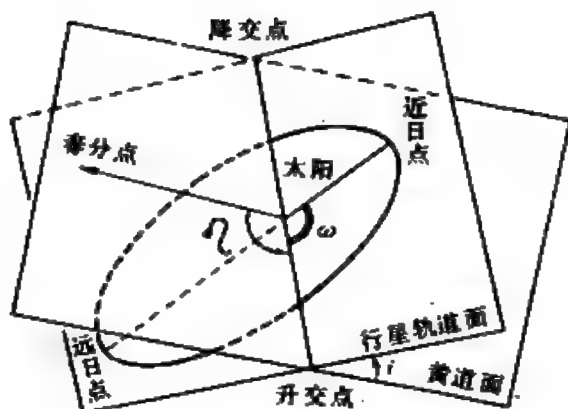


图 5.12 行星轨道要素

距离，它决定了轨道的大小范围。九大行星的 a 相差很大，最近的水星 $a_{☿}=$ 0.387天文单位，而最远的冥王星 $a_{P}\simeq 40$ 天文单位。

行星运动定律发现后，人们又知道半长径 a 与公转周期 P 有一一对应的函数关系。

(4) 偏心率(e)：a 只能决定轨道的大小，不能表示它的扁度。表示椭圆形状的要素是偏心率 e，从解析几何可知 $e=\frac{\sqrt{a^2-b^2}}{a}$，显然 $e=0$ 时，即为圆；e 越大，a、b 相差越大，即椭圆越扁长；当 $e=1$ 时，则椭圆不再封闭，成为抛物线；$e>1$ 时，则圆锥曲线又演变为双曲线，在彗星世界中，有许多彗星 $e>1$。

(5) 近日点黄经(π)：a 和 e 决定了太阳系天体轨道的大小和形状，但椭圆的具体"方位"还需要另一个量——近日点黄经 π ——来决定。它也表示了椭圆长轴在轨道面内的方向。

有时也用另一个独立量——近日点角距 ω 作为第五轨道要素。这是从升交点开始，在轨道平面上沿行星运动方向度量的角。显然，ω 和 π 是两个相关的量，但 ω 更直观。

此外，还有一些人甚至用二个异面角 $\Omega+\omega$ 来表征第五轨道要素。

(6) 过近日点时刻(τ_0)：虽然上述五个轨道要素已能唯一地把行星轨道的空间位置完全确定了，但运动总是与时间相关联的，预报和观测都与时间密切相关。因此，τ_0 即是轨道的第六个要素，只有确定了行星过近日点的时刻 τ_0，人们才能用算出的轨道去预

报它未来时刻的位置，或者追溯它过去的行踪。

τ_0 对于小行星和彗星同样是十分重要的轨道根数。对于卫星而言，τ_0 是指过近行星点的时刻。

二、行星和卫星轨道的一般特征

现代天体演化理论认为太阳系天体都有类似的起源方式和演化途径。因而，九大行星和许多卫星的运动轨道特性必有许多雷同之处。

(1) 同向性：太阳系中所有行星、小行星绕太阳运动的方向都是自西向东——逆时针方向，大多数卫星绕行星的运动方向也是如此，而且太阳系的中心天体太阳的自转方向、除了金星和天王星外的其他大行星的自转方向也都是自西向东的，这种现象天文学上称之为同向性。

(2) 共面性：从表5.4中可看出九大行星的 i 都不太大，除了与太阳最近的水星及最远的冥王星外，其他行星的 i 几乎都在3°以下，因而实际上它们的轨道平面几乎与黄道平面相差无几。如果考虑到太阳系天体的运动特性以"不变平面"[1]代替黄道面，倾角则更小(表5.5)。人们把这种特性称为"共面性"。

(3) 近圆性：从表 5.4 还不难看出大行星轨道 $e<0.1$(除水星、冥王星之外)。因而实际上它们的轨道与正圆相差无几，正因为如此，哥白尼当年以圆轨道匀速运动来计算和预测行星的运动也可以达到一定的精确度。

在卫星世界中，绝大部分卫星绕行星的轨道偏心率甚至比行星更小。

一般认为，行星和卫星轨道上述的三个特性决非是偶然的巧合，而是共同起源和长期演化的必然结果。

---

① 不变平面是通过太阳中心与太阳系总角动量矢量垂直的平面。

表5.4 九大行星的轨道要素

行 星	轨道倾角 i (°)	升交点黄经 Ω (°)	半长径 a (天文单位)	偏心率 e	近日点黄经 ϖ (°)	1980年底前过近日点日期
水 星	7.0	48.1	0.387	0.206	77.2	1980年11月9日
金 星	3.4	76.5	0.723	0.001	131.2	1980年11月6日
地 球	0.0		1.000	0.017	102.6	1980年1月3日
火 星	1.9	49.4	1.524	0.093	335.7	1979年3月18日
木 星	1.3	100.3	5.205	0.048	13.9	1975年8月7日
土 星	2.5	113.5	9.576	0.055	92.5	1974年1月8日
天王星	0.8	74.0	19.28	0.051	172.4	1966年5月20日
海王星	1.8	131.5	30.13	0.006	46.4	1876年9月2日
冥王星	17.1	110.0	39.87	0.256	223.1	1741年10月24日

表5.5 大行星的轨道平面对不变平面的倾角

	水 星	金 星	地 球	火 星	木 星	土 星	天王星	海王星	冥王星
与黄道面倾角	7 0′	3 24′	—	1 51′	1 18′	2 29′	0 46′	1 46′	17 10′
与不变平面的交角	6 17′	2 10′	1 37′	1 12′	0 23′	0 57′	1 06′	0 46′	15 34′

三、提丢斯-波得定则

行星在太阳系内的分布是有一定的规律，还是完全随机分布的？这是人们很早就在努力探索、至今尚有争议的问题。开普勒在年青时就醉心于研究“宇宙谐和”即行星离太阳距离的规律问题，还提出过一个正多面体的宇宙模式。

开普勒以后，不少人继续潜心研究。1766年德国一位中学教师提丢斯在翻译一本荷兰文著作《自然的探索》时煞费苦心地加进了一个不署名的脚注，阐述了他对行星距离的研究结果：

“如果把土星的距离看作100，则水星为4，金星为4＋3＝7，地球为4＋6＝10，火星为4＋12＝16，然后跳过一个空隙（4＋24＝28），木星4＋48＝52，土星4＋96＝100”。

1772年，年青的德国柏林天文台台长波得（J. E. Bode）见到了提丢斯的再版译作，并几乎原封不动地把这规律搬进他的《星空研究指南》一书，他还总结出一个经验公式：

$$a_n = 0.4 + 0.3 \times 2^{n-2} \qquad (5.5)$$

由于波得的“疏忽”，这个规律长期以来被人不恰当地称之为“波得定则”。

对行星距离规律的研究导致人们去寻找位于火星、木星之间的未知行星。1781年，威廉·赫歇耳发现了第七颗行星天王星，它与太阳的距离正好处于提丢斯-波得定则延伸出去的位置附近：0.4＋19.2＝19.6，这就更加激起了人们寻找未知行星的巨大热情，1801年意大利天文学家皮亚齐（G. Piazzi）果然发现了第一颗小行星。

然而天王星及小行星的发现并没有使“距离是否有规律”的争论平息下来，尤其是1846年发现的海王星和1930年发现的冥王星并不符合（5.5）式，不免仍叫人疑窦重重。

不同意见的争鸣是推动科学发展的动力。提丢斯-波得定则的

表 5.6　木卫系统

卫 星 名	轨道半长径 a (10^3千米)	β
木卫十五	129.0	
木卫五	181.3	1.41
木卫十四	221.9	1.22
木卫一	421.6	1.90
木卫二	670.9	1.59
木卫三	1070	1.59
木卫四	1880	1.76

表 5.7　土卫系统

卫 星 名	轨道半径 a (10^3千米)	β
土卫十	151.47	
土卫一	185.54	1.22
土卫二	238.04	1.28
土卫三	294.67	1.24
土卫四	377.42	1.28
土卫五	527.04	1.40
土卫六	1221.86	2.32
土卫七	1481.1	1.21

表 5.8　天卫系统

卫 星 名	轨道半长径 a (10^3千米)	β
天卫五	129.4	
天卫一	191.0	1.48
天卫二	266.3	1.39
天卫三	435.9	1.64
天卫四	583.9	1.34

支持者提出了多种不同形式的经验公式，使问题得到了深化，并逐渐揭露出它蕴含着的物理意义。目前更常用的一种经验表达式为：

$$\frac{a_{n+1}}{a_n} \simeq \beta, \qquad (5.6)$$

式中的β为常数，以后又有人指出：这是一个与相应的行星质量有关的"常数"。

耐人寻味的是，在一些卫星系统中也可以找出类似的规律(表5.6—5.8)。

从表中可以看出：$\frac{a_{n+1}}{a_n}$的值对于同一卫星系统虽然还有涨落，但若考虑到质量因素，这个偏离将进一步减小。这表明，距离定律的确是有其物理意义的。事实上，许多现代太阳系起源新星云说中都力图对这定则作出论证和说明。

四、规则卫星和不规则卫星

由于空间探测的成果，使人们已知的卫星数目在最近几年增加很快。在八十年代以前，公认的卫星数仅33颗，但现在已经超过了60颗。

卫星世界比行星更加丰富多采，它们在大小、形状、轨道等方面的差异也超过了行星。一些大的卫星如木卫三、土卫六、海卫一等，其半径超过了冥王星，最大的甚至比水星还大。轨道的倾角多数很小，但也有6颗卫星很奇特，是反方向绕行星转动的，故称它们为逆行卫星。如土卫九轨道平面与土星赤道面的交角$i=175°$。就轨道的形状而言，有$e=0$的圆形轨道(如海卫一)，也有$e=0.38$的卫星(木卫八)。

通常把那些分布符合距离定律、轨道倾角很小、偏心率不大的卫星称为"规则卫星"。例如，在表5.6—5.8中所列出的20多颗卫星，它们的$e<0.1$(不少还小于0.01)，$i<4°$(个别的如天卫五

约为 4°)，因而显然都属规则卫星。

有些卫星或者轨道倾角较大（甚至大于90°)，或者偏心率较大，而且它们与行星的距离也无明显的规律可寻，则可把它们列入“不规则卫星”之列。例如，火卫一、火卫二、木卫十三、木卫六、木卫十、木卫七、土卫八、土卫九等便是不规则卫星。

还有一些卫星，如月球则既不属规则卫星，也不属不规则卫星。

现在天文学家一般认为，规则卫星与不规则卫星可能具有截然不同的起源方式和演化途径。简言之，规则卫星可能是与行星属于同一团星云物质，与行星一起形成的。而不规则卫星，尤其是那些逆行、质量不大、形状不规则的卫星，则很可能是在行星形成之后，偶尔闯入行星区而被它俘获的小行星。

§5.4 开普勒定律及其应用

德国天文学家开普勒是著名丹麦天文学家第谷的学生和继承人，他与意大利的伽利略是同时代的两位科学巨人。如果说伽利略首先把天文望远镜指向天穹，获得了一系列激动人心的新发现，为哥白尼日心学说提供了生动的观测依据，开创了“望远镜天文学”的新时代，那末开普勒则是从理论的高度上对哥白尼学说作了科学论证，使它更加提高了一大步。他所发现的行星运动定律“改变了整个天文学”，为后来牛顿发现万有引力定律奠定了基础。开普勒也为后人赞誉为“天空的立法者”。

一、开普勒定律

开普勒根据第谷毕生观测所留下的宝贵资料，孜孜不倦地对行星运动进行深入的研究。他发现，根据哥白尼的匀速圆形轨道

算出的行星位置与第谷的记录总有偏差，尤其对于火星而言，误差可能达8′。8′的数值并不大，尤其是在没有望远镜的时代，但开普勒却以此作为突破口。正是这样一个8′，引起了天文学的全部革新！1609年，他出版了《新天文学》一书，提出了轰动天文界的行星运动第一、第二定律：

(1) 行星运动第一定律(椭圆定律)：所有行星绕太阳的运动轨道是椭圆，太阳位于椭圆的一个焦点上。

开普勒第一定律把圆形轨道改为椭圆，从而彻底取消了本轮、均轮系统，从根本上改进了哥白尼学说，使理论更加完善。同时，也为以后牛顿发现万有引力定律奠定了基础。

开普勒第一定律也可推广到彗星围绕太阳、卫星围绕行星以及两颗恒星互相绕转的运动。

牛顿力学可以严格证明：在仅考虑太阳引力作用的情况下，行星的轨道面是一个严格的平面，其轨道就是该平面上的圆锥曲线，椭圆是其中一种形式。

如果以极坐标表示行星绕太阳的轨道可写为：

$$r=\frac{p}{1+e\cos\theta} \tag{5.7}$$

式中 p 称为半通径，

$$p=a(1-e^2),$$

(5.7)式还可推广到抛物线和双曲线(表 5.9)。

表 5·9 圆锥曲线的a、e、p

	椭圆	抛物线	双曲线
a	>0	∞	<0
e	<1	$=1$	>1
p	>0	$=0$	>0

(2) 行星运动第二定律(面积定律)：行星的向径（从太阳中

心到行星中心的联线）在相等的时间内扫过的面积相等(图5.14)。这可以表示为：



图 5.13 椭圆的极坐标形式

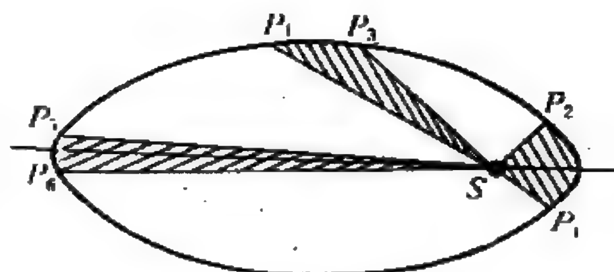


图 5.14 面积定律

$$r^2\dot{\theta}=h。\qquad(5.8)$$

显然，行星在经过近日点时r最小，故角速度$\dot{\theta}$最大；在远日点时，角速度将最小。实际上(5.8)式即是动量矩守恒定律的表达式。

(3) 行星运动第三定律(调和定律)：《新天文学》的成功并没有使开普勒陶醉，他仍在埋头研究行星距离分布的规律问题。通过十年的辛勤努力，他终于如愿以偿，1619年他又发表了《宇宙谐和论》，书中提出了著名的开普勒第三定律：行星绕太阳运动的公转周期(P)的平方与它们的轨道半长径(a)的立方成正比。即：

$$\frac{a_1^3}{p_1^2}=\frac{a_2^3}{p_2^2}=\frac{a_3^3}{p_3^2}=\cdots=\text{常数}。\qquad(5.9)$$

表 5.10 开普勒第三定律的验证

行星	离太阳距离 a（天文单位）	绕太阳周期 P（回归年）	a^3	P^2
水星	0.3871	0.24084	0.05801	0.05800
金星	0.7233	0.61519	0.37840	0.37846
地球	1.0000	1.0000	1.00000	1.00000
火星	1.5237	1.8808	3.5375	3.5374
木星	5.2028	11.862	140.84	140.71
土星	9.5388	29.457	867.92	867.71

开普勒当初是从具体数字的繁复计算中发现这个规律的（表5.10）。当时他本人并不明白定律所含的深刻物理意义，也不知道（5.9）式中的常数的数值。但即使如此，第三定律立即得到了广泛的应用。因为至少可以利用对天体运动的观测确定其周期，从而求得其离太阳的准确距离（与日地距离之比值）。

二、开普勒定律的运用

1．准确测定行星距离　自古以来，人们都极想了解行星的真实距离，但谈何容易。开普勒第三定律为此提供了一个可靠的办法，若取a以天文单位为单位，P以恒星年[①]为单位，则有：

$$\frac{a^3}{P^2}=\frac{a_\oplus^3}{P_\oplus^2}=1. \qquad (5.10)$$

行星的周期P，可通过会合周期的测定，即利用(5.3)或(5.4)式求得。

2．求天体质量　质量是天体最重要的物理参数，而迄今为止利用开普勒定律测定天体质量仍是最可靠、最准确的方法。

牛顿发现万有引力定律以后，揭示了开普勒定律的物理实质。并指出(5.9)式仅是一种近似，因为右端的“常数”实质上是一个与天体质量有关的量。准确的公式（见§16.1）为：

$$\frac{a^3}{P^2}=\frac{G}{4\pi^2}(M_1+M_2). \qquad (5.11)$$

式中G为万有引力常数，M_1、M_2是两个互相绕转的天体的质量。取$M_1=M_\odot$、$M_2=m_{行}$，即是行星系统；若取$M_1=m_{行}$、$M_2=m_{卫}$，即适用于卫星系统；对双星则M_1、M_2就是两颗恒星的质量。

对于太阳系的行星而言，$M_\odot \gg m_{行}$，即使是最大的木星$\frac{m_{木}}{M_\odot}\simeq 0.001$，故有

① 在日常生活中，人们习惯用“回归年”作时间单位，所以一般的行星轨道根数表中经过了这种换算，是以回归年作单位的。在精度要求不高时，两者相差无几。

$$\frac{a^3}{P^2}=\frac{G}{4\pi^2}M_{\odot}. \qquad (5.12)$$

只要测出行星的半长径a和公转周期P，则不难求出太阳质量$M_{\odot}$：

$$M_{\odot}=\frac{4\pi^2}{G}\cdot\frac{a^3}{P^2}=5.917\times10^{11}\frac{a^3}{P^2}. \qquad (5.13)$$

例如：$a_{\oplus}=1.496\times10^{11}$米，$P_{\oplus}=365.256$日$=3.15581\times10^7$秒，代入(5.13)式，便可算出太阳的质量 $M_{\odot}=1.9892\times10^{30}$千克。

类似的方法更广泛运用于求有卫星的行星的质量。显然绝大多数卫星的质量与绕转的行星质量相比都是可以忽略的小量，因此与(5.13)式相似有：

$$m_{行}=5.917\times10^{11}\frac{a^3}{P_{卫}^2} \qquad (5.14)$$

当然也可联合(5.13)、(5.14)式求出行星与太阳的质量比：

$$\frac{m_{行}}{M_{\odot}}=\left(\frac{a_{卫}}{a}\right)^3\times\left(\frac{P}{P_{卫}}\right)^2. \qquad (5.15)$$

在双星系统中，从(5.11)式求得的是两恒星质量和M_1+M_2，但在许多情况下，可通过观测确定M_1/M_2(见§9.2)，这样便不难分别得到两恒星的质量。现在知道，恒星世界中双星是很多的，可能占恒星数的一半，因此利用开普勒定律求恒星质量得到了广泛的应用。

三、活力公式

在二体问题中有一个十分简单而又有广泛用途的关系，称之为"活力公式"(见§16.8)。

$$v^2=G(M_{\odot}+m)\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right). \qquad (5.16)$$

同样考虑到$m\ll M_{\odot}$，可简化为：

$$v^2 = GM_{\odot}\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right) \tag{5.17}$$

活力公式适用于任何轨道为圆锥曲线的天体，借助(5.17)式可求得行星或卫星在轨道不同处的公转速度，例如，当绕转体处于近日点 q 时，因 $r=a(1-e)=q$，则有：

$$v_q = \sqrt{\frac{GM_{\odot}}{a}} \cdot \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tag{5.18}$$

而当行星处于远日点 Q 时，因 $r=a(1+e)=Q$，则有：

$$v_Q = \sqrt{\frac{GM_{\odot}}{a}} \cdot \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \tag{5.19}$$

$\sqrt{\frac{GM_{\odot}}{a}}$ 正是圆轨道时的绕转速度，或可看作行星的轨道平均速度。显然当 r 越小时 v 越大，这与第二定律得到的定性结论是一致的。

也可用(5.17)式来研究卫星尤其是人造地球卫星的轨道飞行情况，当人造卫星在地球表面上空作圆轨道运动时，则有：

$$v_c = \sqrt{\frac{Gm_{\oplus}}{R_{\oplus}}} = 7.9(\text{千米/秒}),$$

v_c 称之为地球上的“第一宇宙速度”或“环绕速度”。这也是人造地球卫星不致坠地的最小速度极限。如果要使人造天体脱离地球(如飞向月球或其他行星)，则至少应是抛物线轨道，即 $a\to\infty$，代入(5.17)式则有：

$$v_e = \sqrt{\frac{2Gm_{\oplus}}{R_{\oplus}}} = 11.2(\text{公里/秒})$$

v_e 称之为“第二宇宙速度”，也叫“逃逸速度”。对于一般人造地球卫星，它的运行速度 v 满足 $v_c < v < v_e$ 的条件。

四、潮汐及潮汐作用

地球表面的70%以上都是一片汪洋，大海有十分显著的涨落规律，即大约在24小时50分钟内，水面有两次较大的涨落。中国古代把白天出现的最高水位称“潮”，而将夜间来临的涨潮叫“汐”，并很早就懂得了“涛之起也，随月盛衰”的规律。

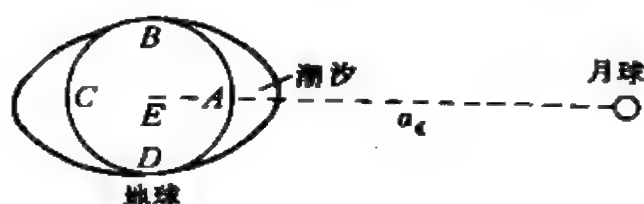


图 5.15 月球引起的潮汐

地球上的潮汐主要是因为月球对地球不同部位的引力不同而引起的。如图5.15，考虑地球中心 E 处与表面四点 A、B、C、D 处，每单位质量物质受到的月球的引力之差为：

$$g_{AE}=\frac{Gm_☾}{(a_☾-R_⊕)^2}-\frac{Gm_☾}{a_☾^2};$$

$$g_{CE}=\frac{Gm_☾}{(a_☾+R_⊕)^2}-\frac{Gm_☾}{a_☾^2}. \qquad (5.20)$$

式中 $a_☾$ 为月地距离，因为 $R_⊕ \ll a_☾$，故可把(5.20)式简化为：

$$\left.\begin{aligned} g_{AE} &\simeq \frac{2Gm_☾ R_⊕}{a_☾^3} \\ g_{CE} &\simeq -\frac{2Gm_☾ R_⊕}{a_☾^3} \end{aligned}\right\} \qquad (5.21)$$

即在 A、C 处的物质都有远离中心 E 的倾向。而在 B、D 两处，则有向 E 靠近的趋势，这样液态的表面势必各处水位不一，在 A、C 处(月亮中天及下中天)水位高于平均水位——涨潮，而在 B、D 处则低于原来水位——落潮。由于地球自转的原因，所以大致每昼夜有两次涨落。

太阳和行星也能引起地球的潮，但因为潮汐作用与距离的立

方成反比，所以太阳引起的潮比月球引起的小。而行星对地球的潮汐作用更加微不足道。以木星冲日为例，

$$g_{\odot}=\frac{2GM_{\odot}R_{\odot}}{a_{\oplus}^{3}}. \qquad (5.22)$$

$$g_{\text{♃}}=\frac{2Gm_{\text{♃}}R_{\odot}}{(a_{\text{♃}}-a_{\odot})^{3}}. \qquad (5.23)$$

从(5.21)—(5.23)式，不难算得：

$$g_{\odot}/g_{\text{☾}}=0.46, \quad g_{\text{♃}}/g_{\odot}=1.29\times10^{-5}.$$

可见，太阳的潮汐作用不及月球作用一半，行星的潮汐完全可予以忽略。在朔与望的时刻，日，月的两种潮汐作用正好叠加，产生的潮最大，称大潮；而在上弦或下弦时，两者的作用是此长彼消，因此潮汐也比一般小，称之为"小潮"。当然各地潮汐的大小还与许多复杂的因素有密切关系。

除了液体海洋有潮汐现象外，大气也受到这种影响。精密的大地测量还可发现，地壳也有微小的起伏，这就是"固体潮"。当然，固体潮很小，非仪器不易察觉。

潮汐对地球自转会产生一种制动作用——潮汐摩擦，这也是地球自转长期变慢的主要原因。在现阶段，因潮汐作用使得每日的长度每一世纪增加0.0016秒。地球自转角动量的减小，势必还会使月地距离增大。精密的天文观测表明，在现阶段月球正以0.05—0.15千米/年的速度离地球远去，这种远离趋势一直要到地球自转周期、月球绕地球公转周期、月球自转周期三者相等时才会停止。

作用总是相互的，所以地球也对月球产生潮汐摩擦作用，而且由于 $m_{\oplus}$ 更大，地球对月球的潮汐力是 $g_{\text{☾}}$ 的22倍左右。正是这种巨大的潮汐摩擦的长期作用，使今天月球的自转周期已经增加到与公转周期相同了，所以现在地球对月球的潮汐摩擦已经不起作用。卫星世界中，绝大多数卫星都是这样"同步自转"的原因也盖出于此。

五、洛希(Roche)极限

一般认为行星、卫星很可能都是由一些小的团块(称之为"星子")在万有引力作用下逐渐集聚成的，而潮汐力却又有使天体瓦解的作用，所以形成行星、卫星的必要条件之一是引力大于潮汐力。

设离太阳距离 D 处有两小团半径为 b，质量为 m 的物质（图5.16)。显然两者间的引力



图 5.16 洛希极限

$$f_{引}=\frac{Gm^2}{(2b)^2}.$$

太阳对其的潮汐力(引力差)

$$f_{潮}\simeq\frac{4GM_{\odot}mb}{D^3}$$

天体能在万有引力作用下凝聚时必须有:

$$f_{引}\geqslant f_{潮},$$

即有:

$$D^3\geqslant 16\left(\frac{M_{\odot}}{m}\right)b^3. \qquad (5.24)$$

对于球形天体

$$M_{\odot}=\frac{4}{3}\pi R_{\odot}^3\rho_{\odot},\quad m=\frac{4}{3}\pi b^3\rho,$$

所以

$$D\geqslant 2.52\left(\frac{\rho_{\odot}}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}}R_{\odot}=D_R. \qquad (5.25)$$

D_R 称为洛希极限，如果考虑其他因素——如团块有自转等的影

响，进行严格的数学推导，则有：

$$D_R = 2.455\left(\frac{\rho_{\odot}}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}} R_{\odot} \quad (5.26)$$

对于卫星系统而言，(5.26)式同样适用，只需把 $\rho_{\odot}$、$R_{\odot}$ 分别换上行星的密度和半径。例如，对于土星 $\rho_h = 0.704 \times 10^3$千克/米^3，对不同密度的团块的洛希极限即"安全距离"可如下表5.11。

表 5.11 土星对不同密度团块的洛希极限值

ρ*（10^3 千克/米^3）		(空气) 0.001	(土星) 0.704	(水) 1.00	(木星) 1.33	(月球) 3.34	(火星) 3.95	(地球) 5.52
D_R	(土星半径)	21.84	2.46	2.18	1.99	1.46	1.38	1.24
	(10^3千米)	1310.4	147.6	130.8	119.4	87.6	82.8	74.4

* 括号内表示与此密度值相当的物体，如0.001表示地球低层大气密度，5.52表示地球平均密度等等

行星的周围所以有环带存在，原因就在于此：或者是某些卫星(或大星子)落入 D_R 之内，被潮汐力所粉碎；或者是原始物质在相应的 D_R 之内，万有引力无法使其凝聚成卫星。

§5.5 行星和卫星的物理概况

七十年代以来，人们对太阳系进行了大规模的空间探测，获得了非常丰富的信息，使人类对行星的认识有了很大的变化，因此对于行星的研究也是当代最活跃的科学领域之一。

一、行星的分类

对于太阳系中九大行星有各种不同的分类方法。

(1) 从视运动特征的不同，可如§5.2中那样分为内行星和外

行星。但这种分类却把地球本身排除在外了，因此有人建议应以小行星(带)为界，把水星、金星、地球、火星称为“带内行星”，把另外五颗即木星、土星、天王星、海王星及冥王星统称为“带外行星”。

(2) 从行星的特征(见表5.1)来区分。过去把它们分成“类地行星”和“类木行星”。前者的特点是离太阳近，质量和半径都较小，平均密度较大、卫星少……，明显属于类地行星的是水星、金星、地球及火星，而类木行星各项特性都与此相反恰成鲜明的对照，明显属于这一类的是木星、土星、天王星、海王星。至于冥王星在这种分类中始终没有合适的位置。

(3) 我国天文学家戴文赛从行星起源于不同形态的物质出发，明确主张把九大行星分为三类：类地行星(包括水、金、地、火)、巨行星(木、土)及远日行星(天王、海王、冥王)，这三类的共同特点如表5.12所示。

表 5.12 三类行星的不同特征*

分类	成员	离太阳距离	质量	半径	平均密度	天然卫星数	主要组成物
类地行星	水星、金星、地球、火星	近	小	小	大	少	硅酸盐、铁
巨行星	木星、土星	中	大	大	小	多	氢、氦，
远日行星	天王星、海王星、冥王星	远	中	中	中	中	氢、氦、冰等

* 根据最新资料，天王星的卫星已达15颗，应属“多”之例，在密度上后两类也可能有些交叉。

二、行星与卫星的表面

过去人们仅仅由于月球、火星离我们较近，加上它们表面大气较少，所以才有粗浅的了解，现在人们借助于雷达可以穿透金星浓密的大气，空间探测器可以临近许多行星和卫星上空。因

此，今天人们已有可能对于行星、卫星的表面进行深入的研究，一些大卫星的详尽表面图亦已陆续被绘制出来。行星表面学、行星地质学等一些新兴边缘学科也就应运而生了。

一般讲来，由于化学组成及表面物理状况（主要是温度、压力）的不同，三类行星的表面并不一样，类地行星及所有卫星都有硅酸盐类（岩石）组成的坚硬"壳层"，有类似地球或月球的各种特征。对于没有大气的星球，如水星的外貌类似于月球，连小小的火卫一和火卫二上也发现有环形山及小"坑洞"、沟纹（图5.17）……，而对于像有浓密大气的金星和土卫六，则它们的表面地形更像地球。一方面大气减小了流星体的撞击作用，另一方面漫长的岁月也有严重的风化作用。



图 5.17 火卫一的表面

对于巨行星，在浓密大气下并无坚实的表面，而是一片沸腾

着的氢组成的"汪洋大海"。所以它们实质上是液态行星，至于远日行星，则通常有一层非常厚的甲烷冰、氨冰之类的冰物质覆盖在其表面上。

三、反照率

不同物体对于光的反射本领不一。有时，同一物体因表面状况的差异也会有不同的反射能力，人们把物体对于光的反射能力定义为反照率，用 A 表示。

$$A=\frac{\text{反射光强度}}{\text{入射光强度}} \tag{5.27}$$

显然，A 越大物体显得越明亮。

天文上常常通过测定天体的反照率来研究它们的表面状况：它们的化学组成及表面的物理状况，对于小行星和一些卫星还可通过反照率及光度的测定而推算出它们的大小(直径)。

在实际运用中，有各种不同意义的反照率，而且还与辐射的波长也有关。对于九大行星，不同观测者用不同的仪器和方法测得的反照率也有较大的区别(见表5.13)。

四、大气

1761年，俄国学者罗蒙诺索夫通过凌日观测发现了金星的大气，现在已知有大气的行星和卫星有十个以上。行星和卫星是否有大气主要取决于两个因素：表面的逃逸速度 v_e 及温度 T，因为 T 越高，气体分子热运动速度 v_t 越大，

$$v_t=\sqrt{\frac{3kT}{\mu m_H}}$$

式中 k、μ、m_H 分别表示玻耳兹曼常数，平均分子量及氢原子的质量，当行星或卫星表面上 $v_e<5v_t$ 时，就不可能有可观的永久性的大气存在，一般说来，v_e 越大，T 越低，大气就越浓密。

表 5.13 不同时期不同观测者所测定的行星反照率

行星	罗素(H.N.Russell)(1916年)	斯田普夫(K.K.Stumpff)(1948年)	艾伦(C.W.Allen)(1973年)	现代采用值
水星	0.069	0.063	0.056	0.06
金星	0.59	0.585	0.72	0.76
地球	0.45	0.401	0.39	0.39
火星	0.154	0.155	0.16	0.15
木星	0.56	0.414	0.70	0.51
土星	0.63	0.451	0.75	0.50
天王星	0.63	/	0.90	0.66
海王星	0.73	/	0.82	0.67
冥王星	/	/	0.145	0.80

类地行星的大气主要成分应当是二氧化碳(图 5.18) 一般 认为，目前地球大气已非当初的原始大气，而是“二级”或“三级”大气，其中生物的活动起了很大的作用。

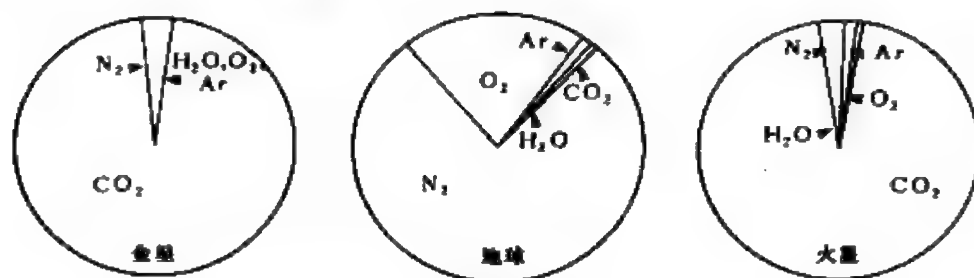


图 5.18 类地行星的大气成分

巨行星的大气一般都十分浓厚，高达几千千米。其主要成分是氢、氦、甲烷、氨等。

远日行星也有以甲烷为主的大气层。

因此大行星中仅有水星没有大气层。

在卫星世界中已确定有大气的有四颗：木卫一、三、土卫六海王卫一(表5.14)。

表 5.14 行星和卫星的大气状况

行星与卫星	大气中最主要的成分	大气状况
金　星	CO_2、N_2、Ar、CO、H_2O、HCl、H_2SO_4、HF、He、O_2	浓　密
火　星	CO_2、CO、N_2、H_2O、Kr、Xe、O_2（微量）、H_2O	稀　薄
木　星	H_2、He、CH_4、NH_3、C_2H_2、C_2H_6、PH_3	浓　密
土　星	H_2、He、CH_4、NH_3、C_2H_6（微量）	浓　密
天王星	CH_4、H_2	较　厚
海王星	CH_4、H_2	较　厚
冥王星	H_2、He、CH_4	较　稀
土卫六	N_2、CH_4、C_2H_4、C_2H_6	较　厚
木卫一	Na、K、He、S	较　厚
木卫三	CH_4、NH_3	较　稀
海卫一	CH_4、He	较　稀

五、表面温度

一般讲来，行星和卫星不会发光，它们的能量都来自太阳辐射。因此九大行星的表面温度基本上是由内向外递减的，而卫星则几乎与绕转的行星同一量级。

对于离太阳距离为 a，半径为 R 的行星(图5.19)，接收到的太阳辐射为

$$\frac{L_{\odot}}{4\pi a^2}\times\pi R^2,$$

行星受热后即向周围辐射热量，若看作“黑体”，则辐射能为 $4\pi R^2\sigma T^4$，这儿 $L_{\odot}$ 表示为太阳的辐射能，σ 为斯忒藩-玻耳兹曼常数。



图 5.19 行星的表面温度

1．若行星或卫星自转较快、表面导热良好，则天体表面温度较均匀，因而整个表面同样辐射热量，这样，当两者平衡时，便有：

$$\frac{L_{\odot}}{4\pi a^2}\times\pi R^2=4\pi R^2\sigma T_1^4, \qquad (5.28)$$

由此

$$T_1=278/\sqrt{a}. \qquad (5.29)$$

其中 a 以天文单位表示，T 为开氏温标。

2．若天体表面导热率很小(如月球)，自转又较慢，则背阳面的辐射基本可忽略，与(5.29)式相应向阳面的平衡温度 T_2 为

$$\frac{L_\odot}{4\pi a^2}\times\pi R^2=\pi R^2\sigma T_2^4 \tag{5.30}$$

$$T_2=393/\sqrt{a} . \tag{5.31}$$

3．实际上任何天体都不可能把太阳辐射能全部吸收，吸收部分应为 $1-A$（A 为反照率），这样实际的温度应是 T_3 或 T_4。

$$T_3=\frac{278}{\sqrt{a}}(1-A)^{1/4}; \tag{5.32}$$

$$T_4=\frac{393}{\sqrt{a}}(1-A)^{1/4}. \tag{5.33}$$

根据理论计算，各行星表面温度如表5.15。当然，这仅是两种极端情况下的理论值，实际情况要复杂得多。如金星虽然是自转最慢的行星，可由于温室效应①却是太阳系中表面温度最高的行星，而木星、土星则很可能还有自己的能源，实际表面温度也比理论值高。

表 5.15 行星的表面温度（开）

温度（开）／行星 不同方法	水星	金星	地球	火星	木星	土星	天王星	海王星	冥王星
T_1	447	327	278	225	122	90	63	51	44
T_2	632	462	393	318	172	127	90	72	63
T_3	440	229	246	216	102	76	48	39	35
T_4	621	324	347	305	144	107	68	55	49
实　测	~600*	756	300	230	128	105	70	57	50

* 水星表面昼夜温度相差极大，此为白天平均值

① 金星大气中的二氧化碳能让太阳能对金星加热，而行星受热后的辐射因在红外波段将为二氧化碳阻挡，这样使金星表面温度大大升高，就像玻璃暖房一样，起到了温室作用。

六、磁场和内部结构

空间探测的重要成果之一是对一些行星的磁场情况有了初步的了解。目前所知木星的磁场最强，而且它的磁场结构很复杂，其磁极情况与地球相反，强度比地磁场强度大一个量级。土星同样也有较强的磁场，对于远日行星则需待"旅行者"(1986年抵达天王星)的探测结果，目前还不清楚。类地行星中除地球外，其他三颗行星的磁场都很小，磁轴与自转轴也总有一个交角存在。水星的磁场仅及地磁场的10^{-2}，火星则更小约10^{-3}，金星的磁场即使有也不会超过地磁场的万分之一。

行星磁场在太阳风作用下形成了磁层结构，磁层的基本形状大体上差不多(§4.3)。

磁场是行星重要的物理性质之一，它与行星的内部结构有密切关系，对于行星的演化也会有较大的影响。

有趣的是至今还没有发现有磁场存在的卫星，即使是比水星还大的木卫三，"旅行者"也没有测到它的磁场。

对于行星的内部结构，目前也取得了较大的进展。类地行星的平均密度除火星外都在5×10^3千克/米^{3}以上，因此内部都有一个较密的铁镍核（火星的核可能为硫化铁组成），一层较厚的幔(图5.20)。

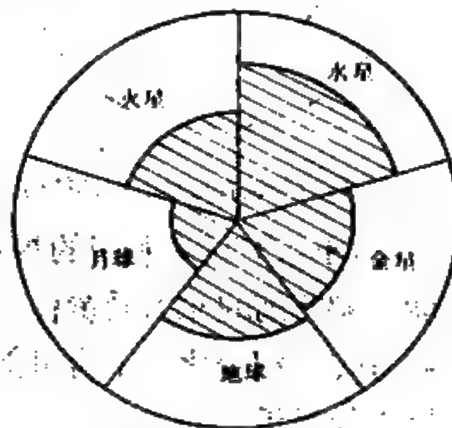


图 5.20 类地行星核、幔的相对大小

巨行星的内部结构与类地行星大相径庭，它既没有通常的固体岩石为壳，也没有半流体的幔，甚至是否有一个较密的固态铁石内核，至今尚未有定论。即使有，也一定较小(图5.21)，尤其是土星，有人认为可能内部还有一大层冰层。核外一层是液态的金属氢，再

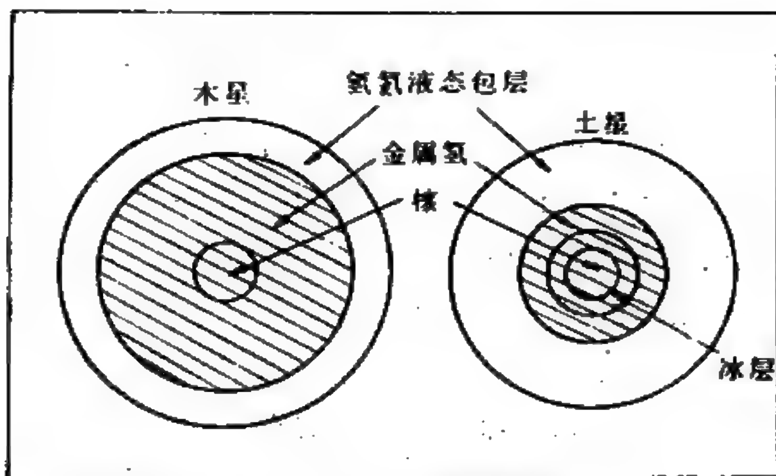


图 5.21 巨行星的内部结构

外面则是液态的分子氢。

远日行星的资料目前并不多，从它们的平均密度与表面温度等物理特性进行推测，其结构很可能介于巨行星和类地行星之间，由外向内是：分子氢、冰层、岩核(图5.22)。

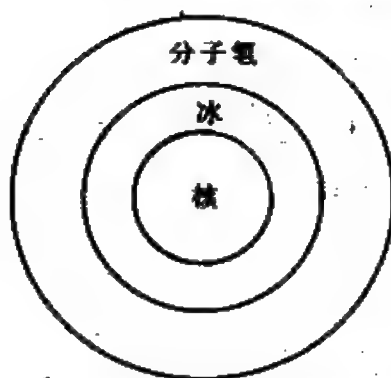


图 5.22 远日行星的内部结构

§5.6 水星和金星

一、共同的特征

水星和金星是离太阳最近的两颗行星，不仅有许多相同的视运动特征：离太阳的角距都不太大，只能在黎明前的东方及黄昏后的西方观测；望远镜中还可见到类似盈亏的位相变化；下合可能"凌日"……，而且还有许多物理性质也十分接近。

(1) 表面温度高：水星与太阳的距离仅是地球的1/3左右，它受到阳光的强烈照射，因此在阳光直射下，它的温度最高时达700开左右。金星虽然离太阳比水星远一倍，而且浓密的云层只允许

透过30%的阳光，但由于大气中二氧化碳产生的温室效应，使得其表面温度甚至比水星更高，可达750开左右。足以使那些熔点不太高的金属（锡、铅、锌）熔化。

（2）自转缓慢、昼夜漫长：水星和金星的自转周期都是在六十年代以后靠雷达确定的。以前认为，水星是“同步自转”，即与公转周期88天相等；而金星则各人有截然不同的结论。1965年，人们用雷达进行了探测，后经“水手10号”飞船的探测所证实，水星的自转周期为58.6天，金星的自转周期为243天。用类似于会合周期的方法可以推算出水星上一昼夜的时间为176日（公转周期的2倍），金星的昼夜则为117日（差不多1/2公转周期）。

（3）没有天然卫星：这是九大行星中仅见的两个例子。因而，这两颗行星的质量值是通过其他小天体的摄动进行估算的。近来已有人对水星的质量值提出了不同的看法。

此外，它们的平均密度相仿，表面上没有液态水，这些都是共同之处。然而，它们也各有自己的明显特征。

二、水星（☿）

中国古代称之为“辰星”。过去一直认为它是太阳系中最小的大行星，1978年发现了冥王星的卫星后，人们才得知它比冥王星略大。由于它自转缓慢，所以向阳与背阳面的温差可达六百度。远远超过了月面上的温差。

水星的质量比较小，仅相当于地球质量的5.5%，所以其逃逸速度为4.2千米/秒，加上它白天的高温，v_{T}很大，所以没有大气是不言而喻的。1974—1975年“水手10号”飞船三次飞临水星表面上空（图5.23）进行了实地探测，结果也证实了水星无大气的结论。

水星的自转是独特的，自转周期与公转周期可以通约，$P_{自}=2/3P_{公}$，这是“共振效应”① 的结果。天文上也称为“自转-公转耦

① 二体问题也有类似物理中共振现象的效应，它使得行星或卫星只能分布在某些可以通约的周期值上。轨道共振的具体机制至今还不太清楚。

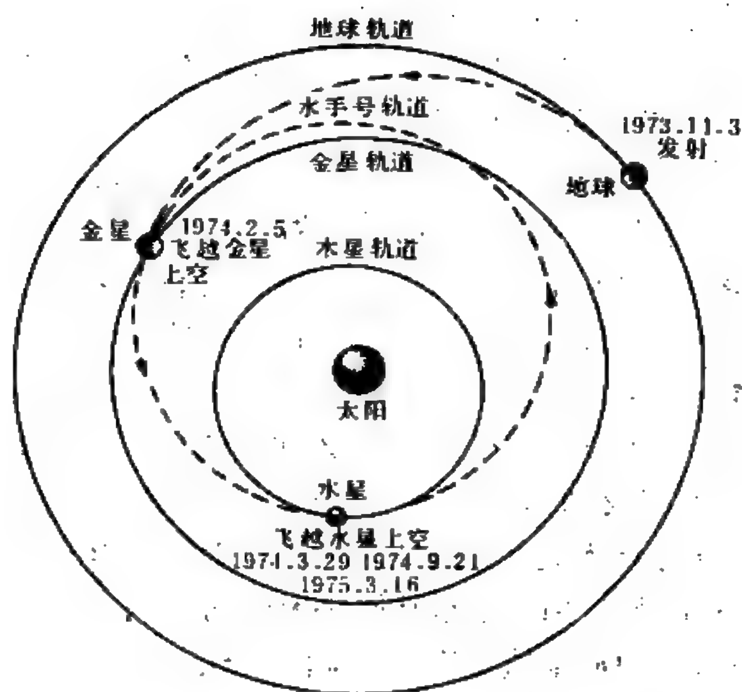


图 5.23　1973年美国发射的"水手10号"曾三次飞临水星上空



图 5.24　水星的表面酷似月球

合”现象。

过去，人们从月球反照率为0.07，水星反照率亦在0.06—0.07间而推断两者的表面可能比较接近。1975年3月16日，“水手10号”第三次光临水星上空，这时它离水星表面仅320千米。因此拍得了几千帧足以辨认204米以上细节的水星照片。这证实了人们的推论：水星表面与月球的确十分类似。乍一看来几乎难以辨别它们(图5.24)，密密麻麻的环形山多得不可胜数。直径在100千米以上的大环形山有近千个；同样它也有类似月海的阴暗部分——低洼的盆地，也有真正的高山峻岭，甚至还能找到美丽的辐射纹。此外，水星上还有月面上少见的地形特征——大断壁。最高的悬崖高达3000米，而它们长度可绵延500千米以上。

“水手10号”探测的另一重大成果是探明了水星的磁场情况。原先人们以为水星自转很慢，核内不会有对流电流，因此不会有磁场。但探测表明，水星有一个与地球磁场极性相同的偶极场，磁轴与自转轴的交角为7°—12°，赤道表面的磁场强度为4×10^{-7}特。

水星的磁场也在周围形成了与地球类似的磁层结构(图5.25)。

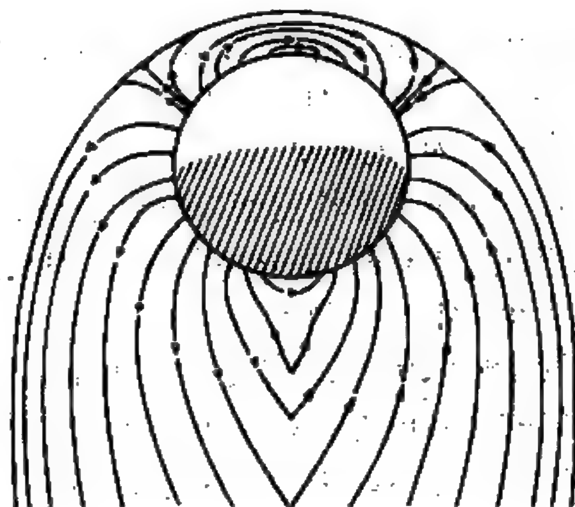


图 5.25 水星的磁场与磁层

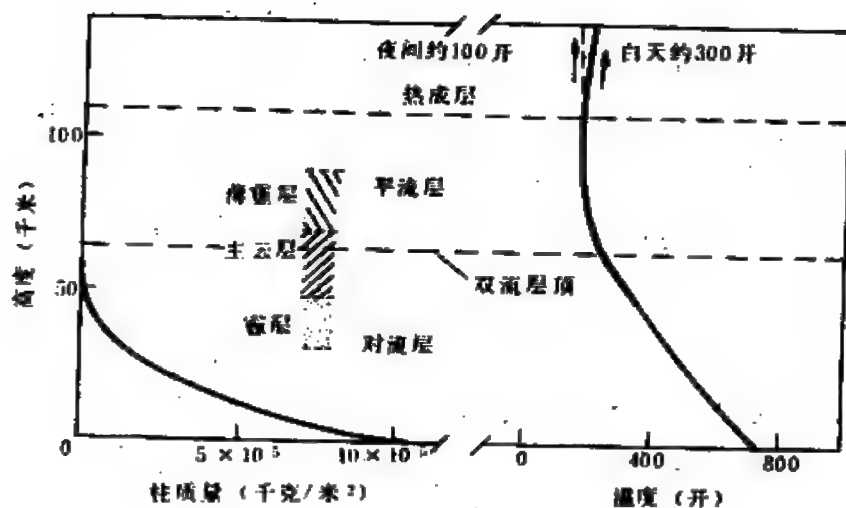


图 5.26 金星大气的分层结构

但由于它的磁场强度仅只地磁场强度的10^{-2}，又离太阳很近，所以被压缩在很小的范围之内。

三、金星(♀)

金星是除太阳、月球外视亮度最大的星体，最大亮度可达-4.4^m，非常醒目。中国古时称它为"启明"（晨星时）和"长庚"（昏星时），西方称之为"爱神星"。

金星的直径、质量、平均密度都与地球十分接近，又有浓密的大气，因此以往有地球的"姐妹星"之称。但是人们对金星的真正了解是在六十年代雷达探测之后。

金星的大气十分浓密，几乎是地球的100倍，表面的气压高达88大气压。大气的主要成份是CO_2(96%以上)、N_2(~3.5%)，此外还有SO_2、Ar、CO、Ne、HCl、HF、H_2SO_4、H 等等。金星大气也有明显的分层(图5.26)，近表面32公里之内是一层很透明洁净的大气，往上到48公里是一层浓霾区，在48—70公里的区间是

一层终年不散的厚云区，它使人们无法见到金星表面，70公里以上则是薄霾区。1974年，“水手10号”飞船在飞往水星的途中顺便走访了金星，首次拍得了很有特征的“Y”形云，那儿的云层平均4天就可绕金星一圈，其速度在100米/秒左右，而近金星表面的大气却几乎是宁静的。霾层中主要成份是浓度很高的硫酸雾滴。金星大气中有频繁的放电现象，平均每分钟20次，苏联“金星号”飞船曾记录到一个持续15分钟的大闪电。大气中的同位素$^{36}Ar:^{40}Ar$值比地球大200—300倍，这表明两者经过了不同的演化途径。



(a)　　(b)　　(c)

图 5.27　金星表面上显著的横“Y”云
(a) 开始时；(b) 7小时后；(c) 14小时后

金星大气造成的温室效应还使金星表面温度各处相差无几，始终是足以熔化锡、铅、锌之类金属的高温。

因为有浓密大气的保护，金星表面几乎找不到陨星撞击的痕迹——环形山。它的地形与地球比较相似。1972年，苏联“金星8号”飞船成功地降落金星表面，首次发回了金星地面情况的照片。目前美、苏两国已有若干探测器降落于金星表面，绘制了金星的地形图。

金星表面上一般起伏不大，60%的地区比较平坦，但也有高山、峡谷。北半球上有一个长3200千米，宽1600千米的大高原。最

高的麦克斯威尔山的高达11000米，著名的金星大峡谷宽280千米，深达3千米，全长达2250千米，从南半球穿过赤道到达北半球。赤道区域也有一些大而浅的圆形圈，酷似地球上的火山口。金星地面上风速很小，探测器窗外到处怪石嶙嶙、荒凉异常。

金星没有磁场(至少在地磁场强度的10^{-4}以下)，也没有辐射带和磁层，因此太阳的紫外辐射、太阳风、宇宙线可以穿透大气，形成一个离金星表面很近的薄薄的电离层。

还有一个奇特之处在于金星的自转方向是自东向西逆转的，这不仅与多数行星的自转方向迥然不同，也是太阳系中天体运转"同向性"的例外。因此在金星上，太阳和其他天体的视运动是西升东落的。造成这种反常现象的原因，可能是在金星演化过程的漫长岁月中，受到了一个大星子猛烈撞击。

金星十分浓密的大气还形成了一个奇特的光学现象——强烈的大气折射，尤其在金星地面附近，这种折射甚至可以使光线偏转180°。所以有人认为，即使背对太阳也可以见到太阳的升落奇景。

§5.7 火星及其卫星

一、火星(♂)概况

火星由于它发出特殊的红光而令人侧目。西方把它当作为"战神"，中国古代称之为"荧惑"。望远镜发明之后，由于观测到多种特性与地球有相近之处，一度被誉为"天空中的小地球"。关于"火星人"、"火星生命"等激动人心的议题争论了将近一个世纪。

火星的运运确实和地球有相似之处。它绕太阳的周期为687天，相当于1.9回归年，而它的自转周期仅比地球长41分，更令人惊奇的是它的自转轴倾角也只比地球的黄赤交角大32′。因此，火

星上不仅有类似地球的季节之分，还可明显地区分出“五带”(即热带；南、北温带；南、北寒带)。此外又发现火星上有一定的大气，有白皑皑的极冠，而且随季节变化它的大小范围有明显的改变。因此，人类对火星寄予深切希望是顺理成章的事。

火星的平均温度与地球相差不大，在赤道区(热带)的昼夜温度在20°—－80℃之间，而最寒冷的极区的温度变化于－70—－140℃。

火星是地球的近邻之一，尤其在它冲日时(780天一次冲)离地球的距离差不多是两者轨道半长径之差。尤其是在大冲期间，火星与地球间的间距可缩小到5500万千米左右(图5.28)，在空间探测以前，人类关于火星的认识，其资料绝大多数都是在它大冲期

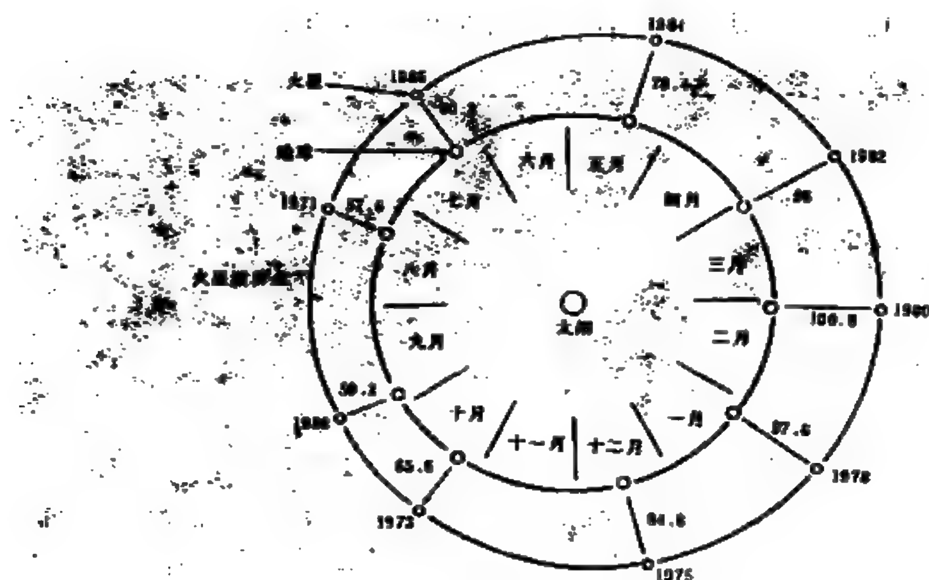


图 5.28 火星的冲日：距离单位为10^6千米

液态水、大气中的水含量也极低、白色极冠主要成分是干冰(固态二氧化碳)它所含的水即使全部溶化也只能把火星表面复盖10米左右。但在火星形成早期，可能当时火星大气有较强的温室效应，

间的观测得到的。上次的大冲发生于1971年8月，即将来临的大冲日期是1986年7月及1988年9月。

对于火星的空间探测始于六十年代，获得成功的有11次。苏、美两国最初的6艘飞船都未能抵达目标，没有取得资料。最早获得成功的是美国1964年11月发射的"水手4号"飞船。它于1965年7月15日在离火星9850千米处飞过，发回了21帧火星照片，从中首次发现了火星表面上的环形山。以后，美国的"水手"6、7、9号，苏联的"火星"3、6、7号都相继进行了广泛的科学探测。

对于火星探测最成功的是两艘"海盗号"飞船。它们在1976年7月降落到火星上(图5.29)，一直为人们发回了大量珍贵的资料，原来预计它们仅能工作90天，然而出乎意料之外的是，一艘登陆舱却整整连续工作了6年多，一直到1982年11月才停止了工作。因此，现在已有了详尽的火星表面地形图和地貌图。

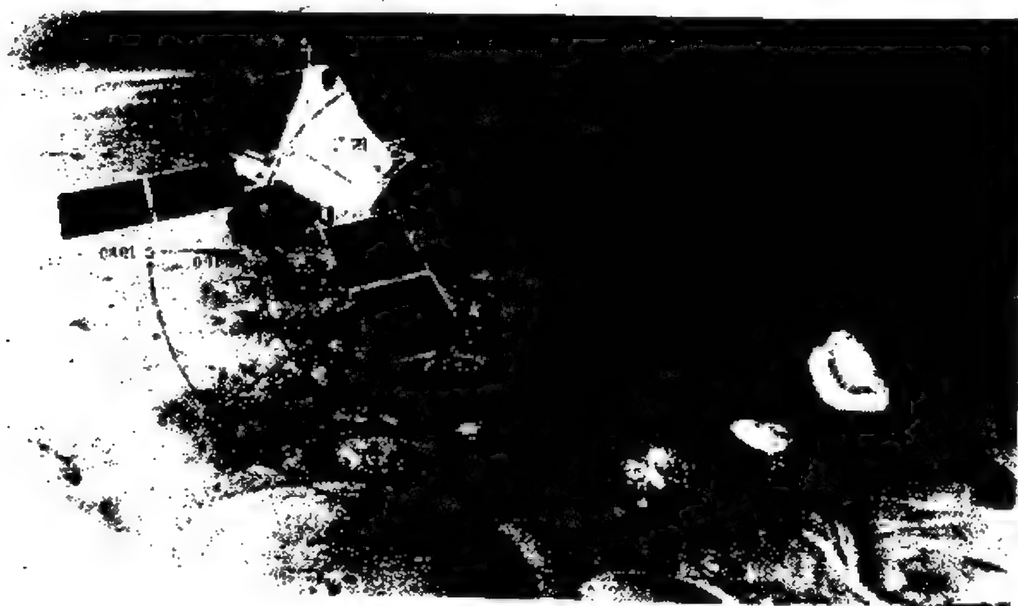


图 5.29 "海盗号"探测器向火星表面着落

二、火星表面

1877年，意大利天文学家斯基帕雷利(G. V. Schiaparelli)发

现了火星表面上有一些纵横交叉的“线条”，后被称之为“运河”，消息传开，一片哗然。加上火星表面的颜色有明显的季节变化，其极冠在火星冬天可扩大到纬度50°的地区。因此在五十年代，还有人以为这是“火星植物”枯荣的证据……。1971年11月，美国“水手9号”又看到火星表面有宽阔的干涸的河床(图5.30)，这又引起了人们极大的兴趣。

现在知道，火星的表面十分荒凉。望远镜中看来明亮呈桔黄色的区域是它的“大陆”，那儿到处是红、黄色的沙丘和怪石(彩照3)。

火星的南、北半球有很明显的区别，北半球比较平坦，间或有些死火山，平均比南半球低4千米。而南半球则有比较多的大大小小的环形山。一百多年前曾引起巨大的争论的“火星运河”，实际上只是这些环形山及其阴影造成的错觉。与月球和水星上的环形山相比，火星上的环形山比较稀疏，边缘的坡度也比较平缓，脊棱也受到过某种“风化”侵蚀作用。从大小比例来看，火星环形山除了起源于流星撞击外，还有不少是火山活动的结果。

除了圆圆的环形山外，火星表面还有一些死火山，而且其范围比地球火山更大。例如，位于火星北纬18°处的奥林匹斯山直径约600千米，高达26千米。

火星上还有盆地和峡谷，它们大多分布在南半球，一般长几百千米、宽数千米。最长最大的“水手谷”在赤道附近连绵延伸5000多千米，最宽处达200千米，众多的削壁断垣令人惊心动魄。

火星上确有奇特的“河床”(图5.30)，这些干涸了的河床纵横交错，似乎主流支流相连，达几千条之多，可以形成一个分布广泛的“河网”。最长的主流长1500千米、宽几十千米。这种奇特地形的原因也有很大争论：比较多的人主张是过去火星在演化早期的活动时代，火山喷出来的巨大熔岩流造成的。但是，也有一些人认为不能排斥这是真正河流遗迹的可能。尽管目前火星上没有

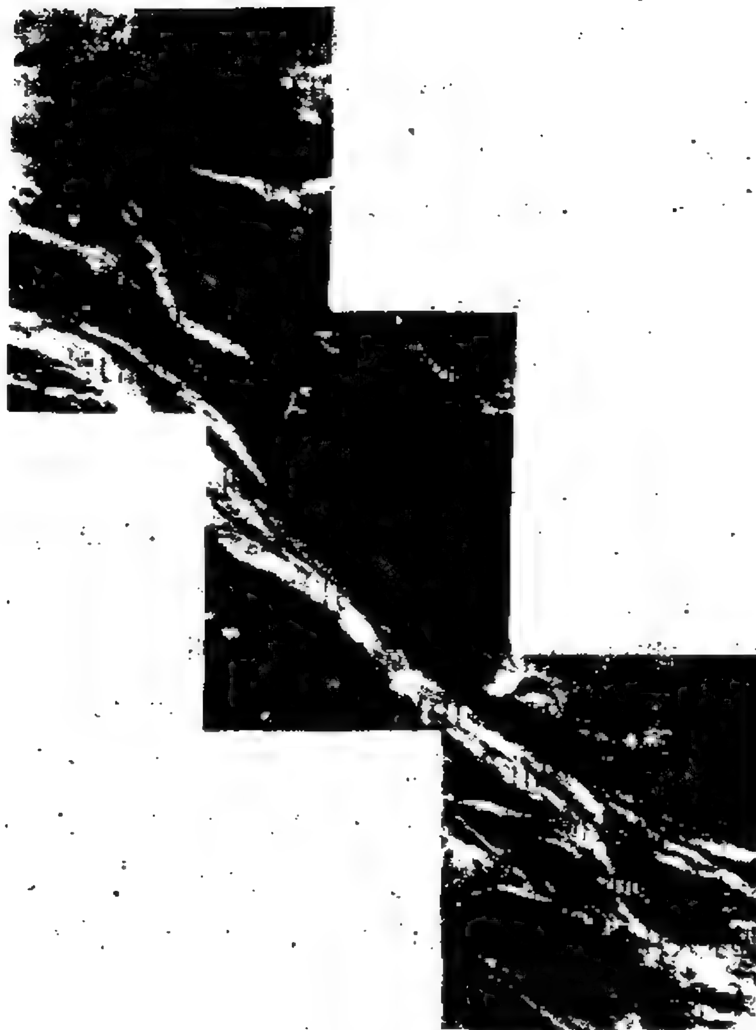


图 5.30 火星上的"河床"

温度较高，完全可以使极冠中水冰融化，岩石中水份蒸发而降落下来，造成真正的大江巨川。

三、卫星及"生命"问题

火星有两个很小的卫星，它们具有不规则的形状(图5.17)很像两个被鼠啃虫蛀的大土豆，其大小分别为27×21×19(千米)^{3}及

15×12×11(千米)^3。但在那小小的天体上也有众多的陨石坑。火卫一上还有一个环形山，直径达8千米。上面还有许多宽窄不一的沟纹，最宽的也有500米。

火星的卫星直至1877年大冲时才为美国天文学家霍尔(A.Hall)所发现。由于火卫一的轨道周期仅$7^h39^m21^s$,所以火星上看到的火卫一是西升东落的。许多天文学家认为这两颗火卫都是被火星俘获的小行星。

火星上有没有生命存在?是否有类似人类的"火星文明"?撇开以往的科学幻想不论，自1877年发现了火星表面上交叉的直线条被认为是运河起，这个问题已激烈争论了百年之久。美国天文学家洛韦尔(P. Lowell)专门为此建造了洛韦尔天文台。四十年代时，苏联一学者季霍夫(T. A. Тихов)还在大学中开出"火星植物学"的课程。甚至到了1958年,苏联还有一个教授作出了惊人之语:两个火星卫星是中空的，因而必是史前时期"火星人"为保存他们的文明而发射的"太空博物馆"……。

随着空间探测器的飞行，"火星人"、"火星生命"的争论自然结束了。在火星表面上工作了六年之久的"海盗号"飞船作了认真的分析研究，否定了火星生命的可能。然而对于"火星生命"的争论，在一定程度上也促进了人们对火星的深入研究。洛韦尔天文台在天文学的发展中也曾作出过积极的贡献，例如冥王星就是这个天文台所发现的。

§5.8 木星及木卫系统

一、巨大的木星(♃)

木星是行星世界的巨人。西方称它为朱庇特(主神)，中国古代称之为岁星。它的赤道半径为地球的11.2倍，赤道一圈的长度

远远超过了月地距离，以体积计则是地球的1316倍。即使把太阳系内其他行星、小行星、卫星全部合为一体，其总质量仍然只及它的40%。因此它是太阳系中对其他天体摄动的主要因素，甚至有人认为它可以和太阳组成一对"双星"。

木星表面重力加速度是地球的2.64倍。木星又是自转最快的行星，在赤道处的自转周期仅为 $9^h50^m30^s$，因而赤道上的自转速度达12.7千米/秒，竟比地球上的第二宇宙速度 v_e 还大。木星的高速自转使它的形状明显变扁，极半径比赤道半径短7%左右。



图 5.31 木星的大红斑有很复杂的细节结构

木星的大气厚达1000千米以上，其组成与太阳大气相仿：氢79%、氦20%。还有1%的其他元素，大多集中在它的云中，由于动力学的原因，木星大气的对流、环流、涡流都十分剧烈，形成一条条色彩斑斑、明暗相间的"带纹"，它们的排列相当整齐，都平行于赤道(彩照4)。而更奇异的是木星南半球上有一个持续了

几百年的“大红斑”，它的范围可容纳好几个地球。空间探测表明，大红斑在作逆时针方向高速运动(图5.31)，另外木星大气中类似的大气涡流很多，因此尽管大气的平均温度很低，但运动之剧烈和复杂的程度却出乎意料。

二、对木星的空间探测

木星离地球距离最近时也有6亿千米，因此目前的许多资料

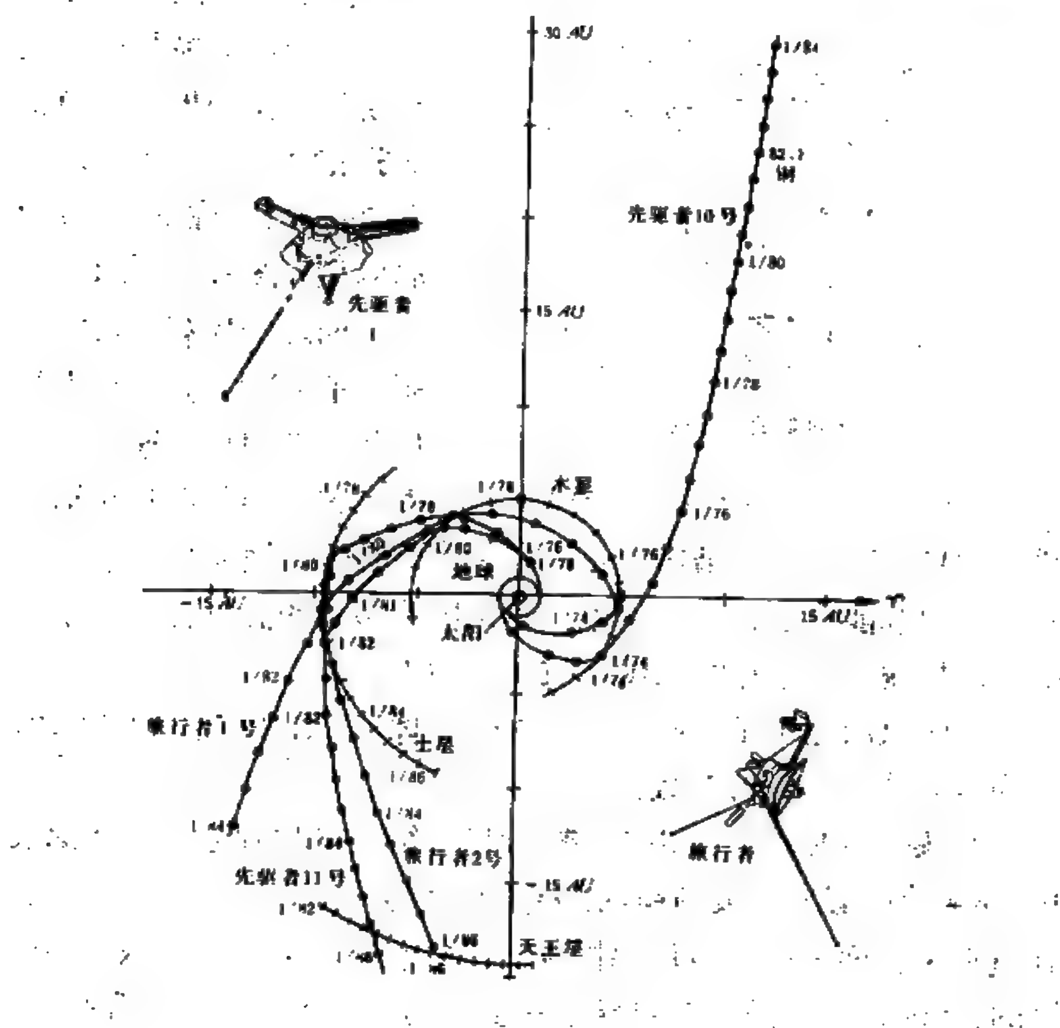


图 5.32 “先驱者”和“旅行者”对巨行星和远日行星的空间探测路径

都来自于空间探测。在七十年代中已有四艘飞船（图5.32及表5.16)对木星进行了红外、紫外和可见光的近距观测。"先驱者"11号飞船飞抵木星上空46400千米处,因此获得了高分辨率的大量资料。而两艘"旅行者"则更有计划的对木星进行了全面研究。人们认为,它们使人类对于木星的认识远远超过了过去几千年的总和。

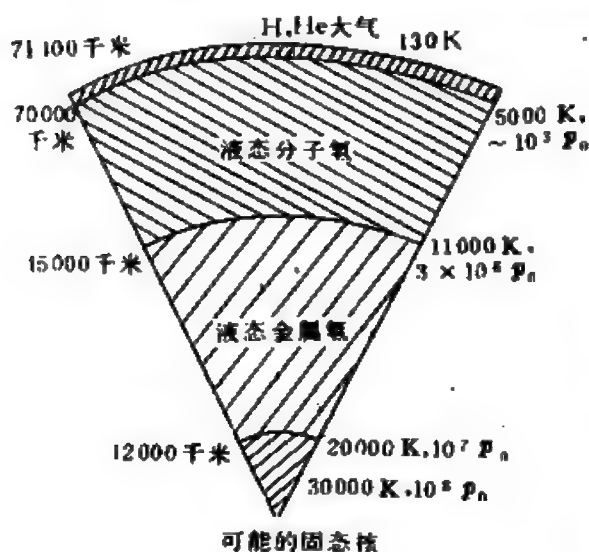


图 5.33 木星内部的分层结构模型

1. 内部结构 通过"先驱者"对木星周围引力场的探测，人们建立了令人意外的内部模型，而这种模型不仅与地面上模拟试验相吻合，也为"旅行者"的资料所佐证。木星内部模型如图5.33所示。大气下面是一片蒸腾着的液态分子氢"大海"。正因为如此，它的自转速度与纬度有关，而且明显呈扁球状。在厚达25000千米液氢下是一层更为奇特的金属氢层，它也呈液态，但却能像金属一样导电。这是因为极高的温度使氢原子的电子都挣脱了原子核的束缚而成了自由电子。

金属氢层之下是否有一个不大的固体核,则目前还无定论,但认为有固体核的人占多数。

2. 磁场和磁层 木星的磁场很强,结构也特别复杂。在离木星 $3R_木$ 处近似为四极场和八极场，强度为3×10^{-4}—11×10^{-4}特。在近木星表面又可以看作偶极场，其中心的偶极矩为地球磁场极矩的19000倍①。磁轴与自转轴的交角为79.2°，磁场中心离质量

① 这是指中心偶极矩。若与表面上的磁场比较，则木星表面磁场仅比地球表面磁场大几十倍。

表 5.16 四艘飞船的旅程

飞船型号	发射年月	到木星		到土星		到天王星	到海王星
		时间	距木星(10^3千米)	时间	距土星(10^3千米)		
"先驱"10	1972.3.2	1973.12.4	131	—	—	—	1982年6月14日飞过海王星轨道，以13.6千米/秒的速度向"罗斯248"恒星飞去，估计需85万年。
"先驱"11	1973.4.6	1974.12.3	46.4	1979.9.6		1985.7	—
"旅行者"1	1977.9.5	1979.3.5	278.4	1980.11.12	124.3	—	
"旅行者"2	1977.8.20	1979.7.5	640	1981.8.23	101	1986.1	1989.

中心 0.1$R_{♃}$；根据磁场测定的木星自转周期为 $9^h55^m29.37^s$。

木星的磁层半径差不多比地球磁层大100倍，大致可分成三个区域：内区（~20$R_{♃}$）、中介区（20—60$R_{♃}$）、外区（60—90$R_{♃}$），内区可当作偶极场，中介区则较稀松且弯弯曲曲，由于强大的离心力使带电粒子约束在很薄的一片——电流片内，称片形场。外区的合成场则可扫及几个木卫。

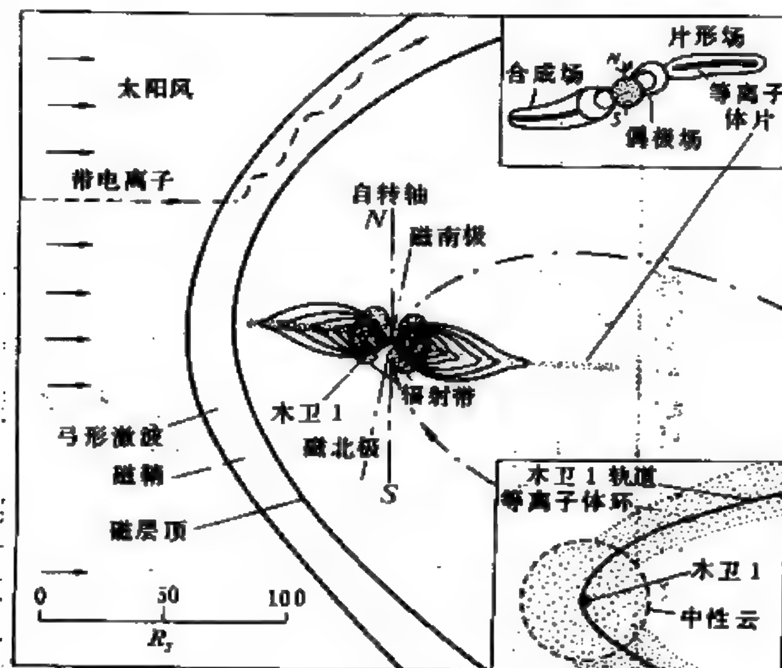


图 5.34 木星的磁场和磁层

"旅行者"还发现木星在背太阳方向伸出一段长长的磁尾，有时可达 9 亿千米甚至触及土星。此外，木星大气内也常常发生闪电，更惊奇的是在木星背阳面还观测到范围达 3 万千米的极光。这也是第一次观测到地球以外的极光。

3. 木星的能源　近年来发现木星向外的辐射能竟是它接收的太阳能量的2.5倍。而对其大气表面的温度测定也比理论值高20多度，这表明木星在红外及射电波段确实有自己的辐射能。

此外，木星还有很强的射电辐射及猝发的高能电子。它的高

能电子辐射一直可以达到水星区域，密度比宁静太阳发射的还大。空间探测还发现木星甚至还有 X 射线辐射。

由我国史料分析，我国有人还以为木星的亮度一直在增大。苏联甚至有人认为木星将来可能会演化成真正的恒星。

木星的能源从何而来？目前还没有找到满意的答案。

4．木星环　"旅行者"发现了木星也有环，从而使人们对行星环的起源有了新的认识(图5.35)。木星的环很暗，地面上无法观测到。它的宽度不足9000千米，厚仅 1 千米左右。其外边缘离木星约 $1.82R_{♃}$(130000千米)已接近到木卫14和16了。木卫环也在绕木星旋转，周期在 7^h 左右，比木星自转速度还快。后来发现，木星环实际上分为两个。内环物质很稀，几乎与木星大气相连（图5.36），木星环都是由微米级大小的尘埃组成的，间或也有一些碎石，它们的反照率很低，因此不易观测到。

现在已知有环的行星已有三颗：木星、土星、天王星，因此环可能与某种演化过程密切有关。有人据此推论，海王星和冥王



图 5.35 "旅行者"发现的木星环带

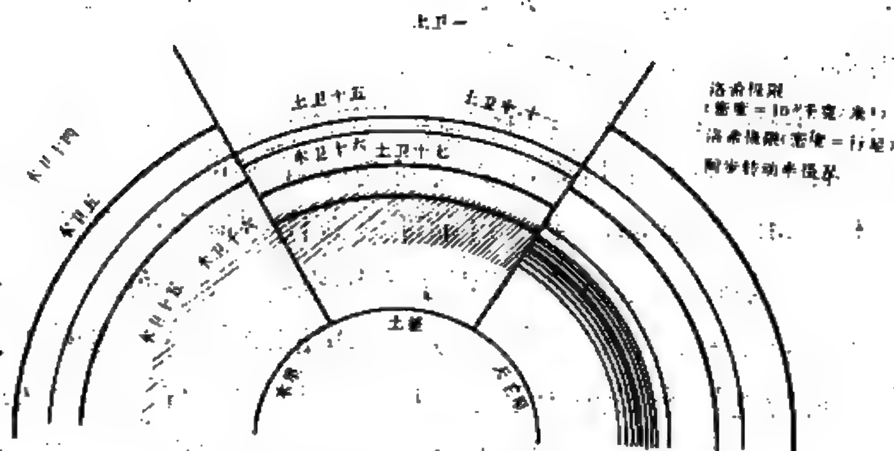


图 5.36 行星的环

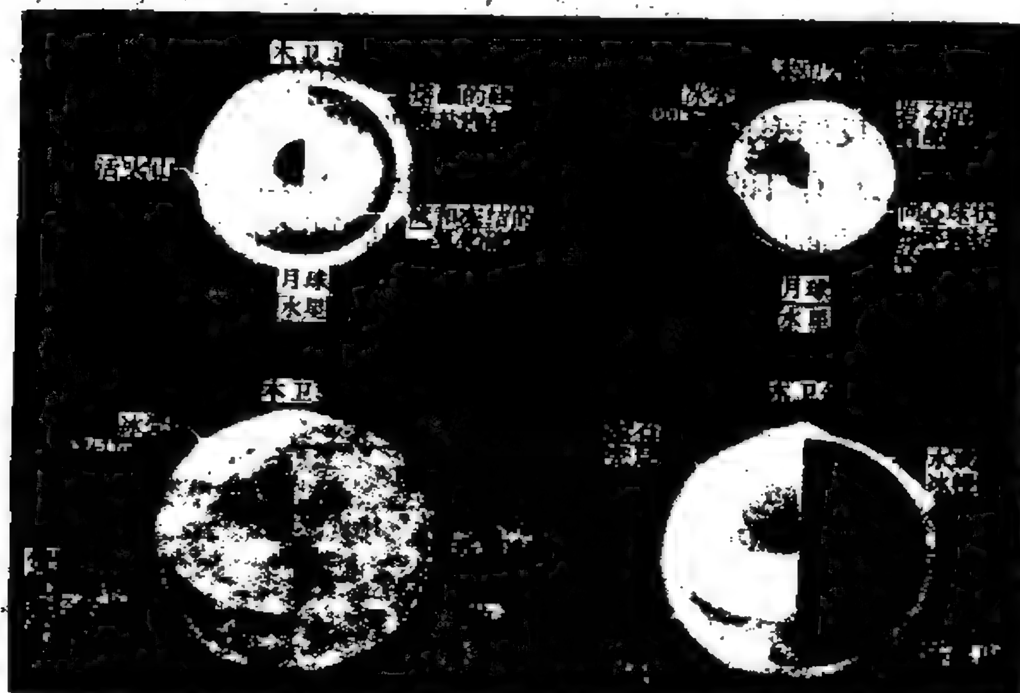


图 5.37 四颗伽利略卫星及其可能的内部结构

星或许也会有类似的环结构。

当然，环并非是一块连续的整体，一般都有较复杂的细节结构。

5．木卫系统 木卫的数目从七十年代的13颗已增加到现在

的18颗，随着资料逐步处理还有可能会有新的木卫发现。有16颗的木卫数据比较可靠(表5.17)。由于空间探测的成果，今天人们对木卫的了解已经比以前深入了一大步，甚至已经绘制了木卫一——木卫五的地形、地貌图，推断出它们可能的内部结构(图5.37)。

在木卫一上，人们第一次看到地球之外的火山喷发，它的表面活动十分激烈，火山的熔岩常使它表面更新，因而除了火山外，它的表面上竟见不到通常的环形山。

木卫三是太阳系中最大的卫星，直径超过了水星，它的表面上除了有一些稀疏的中、小环形山外还有许多纵横交叉的直线条，可能是山脊或峡谷。

木卫四表面上则有许多奇怪的同心环，环形山的数目也明显增多，说明它的表面年代是较老的。

除了伽利略卫星(木卫一——四)外，其他木卫明显小得多，但它们在绕木星的共同运动中，会造成许多有趣的天文现象，如：木卫食(木卫沉浸在木星影锥中)、木卫掩(木卫被木星视表面遮掩住)、木卫凌木(卫星本体通过木星视圆面)、木卫影凌木(卫星的

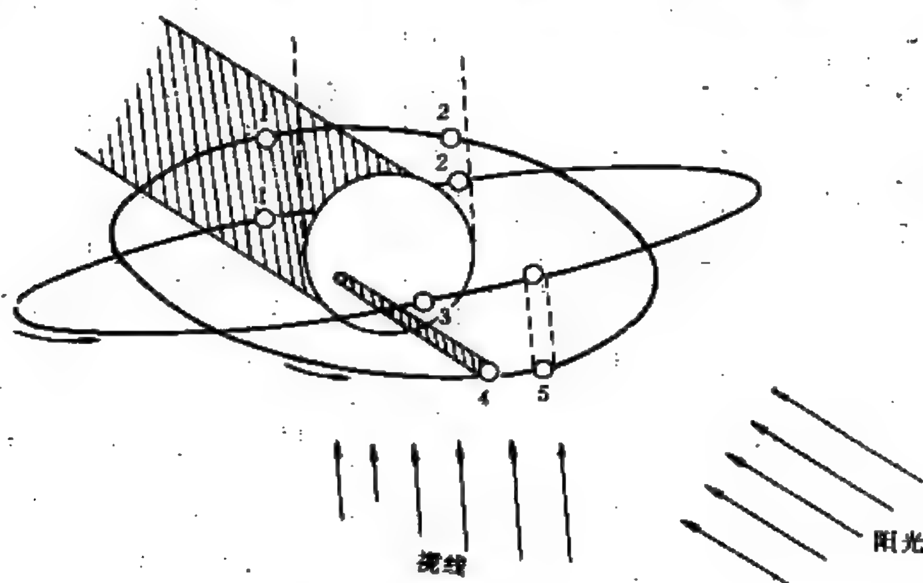


图 5.38 众多的木卫现象

表 5.17 木卫系统（按与木星距离排列）

木卫名	发现年份	轨道半长径 a （$\times 10^3$千米）	轨道周期 P （日）	轨道偏心率 e	与木星赤道面交角 i （度）	半径 R （千米）	平均密度 ρ （千克/米^3）
木卫十六	1980	127.96	0.295	很小	很小	~20	?
木卫十五*	1979	128.96	0.298	很小	很小	12×10×8	?
木卫五	1892	181.3	0.498	0.003	0.455	135×85×75	?
木卫十四	1980	221.9	0.675	很小	很小	55×?×45	?
木卫一	1610	421.6	1.769	0.004	0.04	1815	3550
木卫二	1610	670.9	3.551	0.000	0.468	1569	3040
木卫三	1610	1070	7.155	0.001	0.183	2631	1930
木卫四	1610	1880	16.689	0.007	0.253	2400	1830
木卫十三	1974	11110	240	0.147	26.7	~5	?
木卫六	1904	11470	250.6	0.158	27.6	90	?
木卫十	1938	11710	260	0.120	29.0	~10	?
木卫七	1905	11740	260.1	0.207	24.8	40	?
木卫十二	1951	20700	617	0.169	147	~10	?
木卫十一	1938	22350	692	0.207	163	~15	?
木卫八	1908	23300	735	0.40	147	~20	?
木卫九	1914	23700	758	0.275	156	~15	?

* 已有一些天文学家把木卫十五与木卫十四的顺序与本表所列相反。

影子投影到木星视圆面上)及木卫互掩(一个木卫被另一木卫遮掩)。利用这些特殊的天象(图5.38)，除了有助于测定它们本身的大小、地球上的时间和经度外，1675年丹麦天文学家罗默还以此最早测出了光的传播速度。

§5.9 土星及土卫系统

一、土星(♄)概况

土星是最美丽的天体之一(彩照5)，也是肉眼所能见的最远行星。西方把它奉为"农业神"，在中国古代称它为镇星或填星。它与木星犹如孪生兄弟，有许多十分相似的地方。它的半径和质量仅次于木星(表5.1)都比地球大得多；也有浓厚的、色彩绚丽的大气及云带；非常快速的自转(周期10^h14^m)使它的形状甚至比木星更扁，高纬度处自转也明显变慢；同样没有固体表面；它也有庞大的卫星系统；它的光环远比木星明亮而美丽动人……。

土星离太阳几乎比木星远一倍，因而它的表面温度比木星更低，据测定为105开左右。但因它大气中不仅有众多的氢、氦，还有相当的氨、甲烷、故其云带呈淡淡的桔黄色。土星大气中也有类似木星大红斑的旋涡结构——白斑，不过规模比较小而已。

土星内部结构大致与木星相当，然而土星的平均密度只有700千克/米^3，比水还小，因此有些人认为它内部可能有一层5000千米的冰层，它的液态

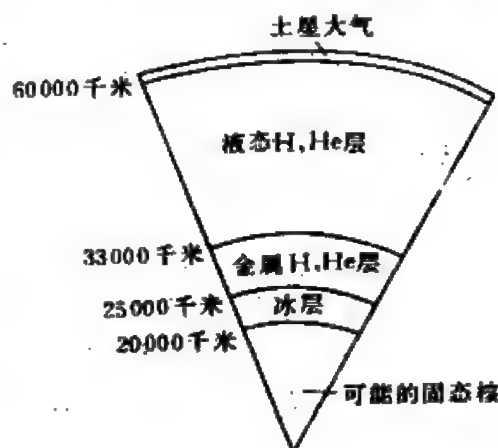


图 5.39 土星内部的结构模型

表面中不仅有氢还有氦（图5.39）。

土星的表面温度理论计算值T_3为76开，实测为105开，高29开，可见土星与木星一样，有着自己的能源。

“先驱者”已确证了土星有磁场，“旅行者”则定出强度为木星的1/35，但比地球磁场强。土星偶极场的极性与木星相似，与地球相反（图5.40）。但它的磁轴与自转轴几乎重合（179°），磁场中心与质心相差也不大（$0.04R_h$）。它的磁层结构比木星更复杂一些，在等离子体外面它还有氢环。

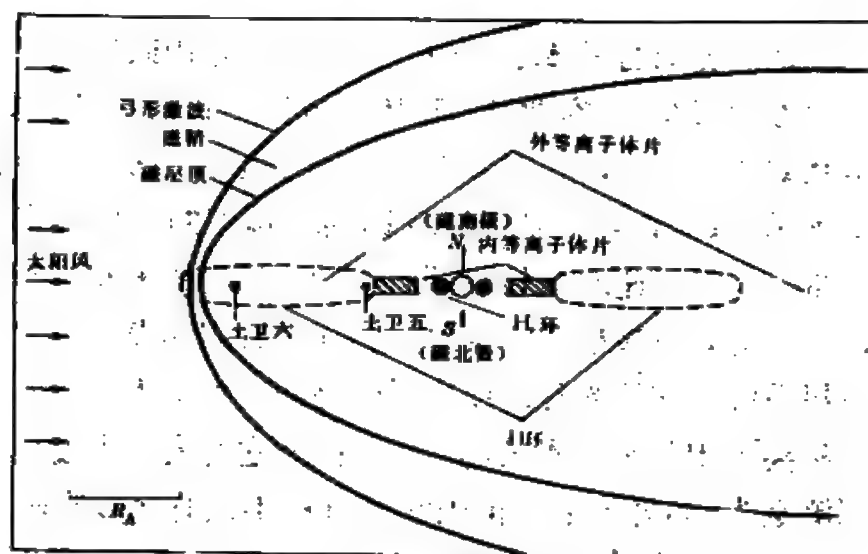


图 5.40 土星的磁场与磁层

二、光环

土星的环十分明亮，故称光环。早在1656年土星光环就为荷兰物理学家、天文学家惠更斯所证认了。1856年，英国物理学家麦克斯韦（J. Maxwell）从理论上否定了光环为一整块固体的看法，认为它由无数小卫星构成。现在知道，环内确实有着无数在绕土星转动的小冰块。

土星光环在望远镜中显得十分引人注目。由于它位于土星的

赤道面上，而与黄道交角为26.7°，所以地球上看来，它有迥然不同的外形(图5.41)。以前人们把它分为A、B、C三个环，其宽度一直延伸到137000千米(2.27R_h)处。后来，又增加了D环、E环。"旅行者"从土星光环中穿过，它的观测分辨率可达100米，除了确证新发现的F、G环外，更清楚地见到了土星的光环就象一张巨大的密纹唱片，多得不可胜数，何止成百上千(图5.42)。而且，通过电子计算机处理表面，土星的光环内还有许多更复杂的细节结构，有的大环中还有小环，有的环明显地偏心了，有的几条小环又如"辫发"那样扭结在一起，环中还有一些小的卫星(图5.43)。

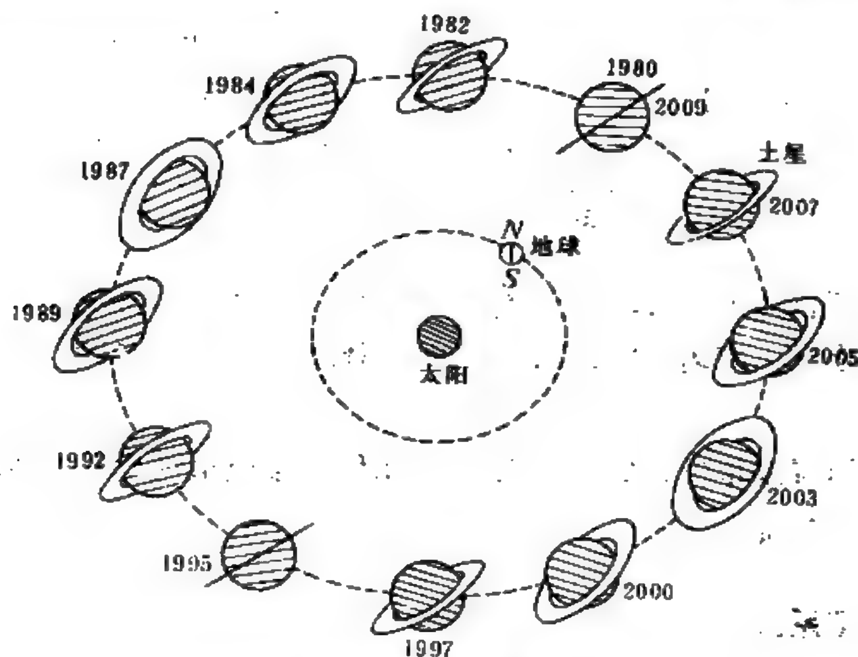


图5.41 土星光环在不同时期有不同的形态



图 5.42 土星的光环何止成千上万。这是"旅行者"1号1980年12月12日所摄的土星背阳面的光环

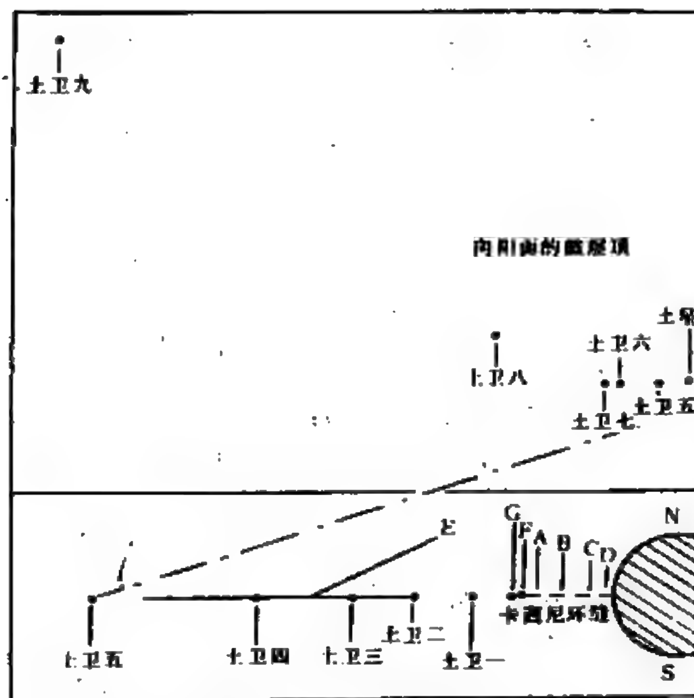


图 5.43　土卫系与光环

光环的几个主环之间还有一些空隙——环缝，环缝中几乎没有什么物质。较著名的环缝有卡西尼环缝（*A*、*B* 环之间），恩克环缝（*A*环中间）。

环的温度很低，约65—75开。光环的总质量约为$10^{-6}m_{h}$，相当于10^{20}千克。

三、土卫系统

在"先驱者"飞越土星之前，土星的卫星数是10颗，仅次于木星，但现在根据美国航天局1982年宣称，较确定的有22—23个，已超过了木星。而且土星的卫星确切颗数看来还不易弄清，因为有待证认的候选者尚有37颗，但已公布资料的有18颗（表5.18）。

土卫系统中除了有与木卫同样的有趣天象（但罕见得很）外，还有许多独特之处，即有一些卫星占有同一轨道，形成一些奇妙的天空正三角形（第十七章）。例如在土卫三前、后60°附近，分别

表 5.18 土卫系统（按与土星距离排列）

土卫名	发现年份	轨道半长径 a（$\times 10^3$ 千米）	轨道周期 P（日）	轨道偏心率 e	与土星赤道面交角 i（度）	半径 R（千米）	平均密度 ρ（千克/米^3）
土卫十八	1980	124.4	0.517	很小	很小	~40	?
土卫十五	1980	137.7	0.602	0.002	0.30	19×?×13	?
土卫十六	1980	139.4	0.613	0.003	0.00	70×50×37	?
土卫十七	1980	141.7	0.629	0.004	0.05	55×42×33	?
土卫十一	1966	151.4	0.694	0.009	0.30	70×57×50	?
土卫十	1966	151.5	0.695	0.007	0.10	110×95×80	
土卫一	1789	185.5	0.942	0.020	1.517	196	1200
土卫二	1789	238.0	1.370	0.004	0.023	250	1100
土卫三	1684	294.7	1.888	0.000	1.093	530	1000
土卫十三	1980	294.7	1.888	?	?	12×11×11	?
土卫十四	1980	294.7	1.888	?	?	15×12×8	?
土卫四	1684	377.4	2.737	0.002	0.023	560	1400
土卫十二	1980	378.1	2.739	0.005	0.15	17×16×15	?
土卫五	1672	527.0	4.518	0.001	0.35	765	1300
土卫六	1655	1222	15.94	0.029	0.33	2575	1900
土卫七	1848	1481	21.28	0.104	0.1	175×117×100	?
土卫八	1671	3561	79.33	0.028	14.7	730	1200
土卫九	1898	12954	550.4	0.163	150	110	?

是土卫十三及十四(图5.44)，又如土卫十、十一两颗卫星虽然轨道半长径几乎相同，但因它们的近土点、偏心率不一，所以它们彼此有时会“擦肩而过”。有些土卫实际上处于光环之中，它们与光环的互相作用正是造成土星光环结构特别复杂的一个主要原因

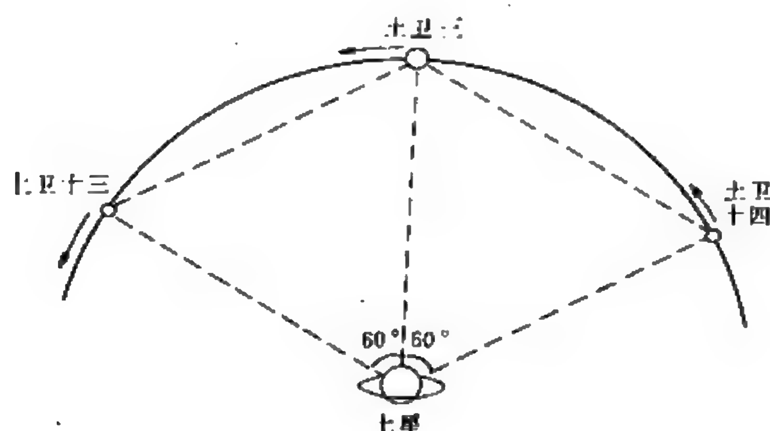


图 5.44　土卫中奇妙的“正三角形”

土卫中最大的卫星是土卫六，过去普遍认为它是卫星之冠，现在精确测量得知它的半径比木卫三小56千米，但土卫六是最早确定有大气的卫星，它的大气除N_2、H_2、He、CH_4外，还有大量的有机物质，所以一度对它是否具有原始形态的生命寄予厚望。

§5.10　三颗远日行星

天王星、海王星、冥王星是发明望远镜之后人类发现的三颗肉眼看不见的行星。由于遥远的距离及发现年代不长，过去人们对它们的了解并不多，即使在其他领域都获得重大进展的七十年代，除了1977年发现的天王星环，1978年发现冥王星卫星外，并无重大进展。能寄予希望的是“先驱者”11号(1985年抵天王星)及

"旅行者" 2号(1986年到天王星、1989年到海王星)届时可能会获得丰硕的成果。

一、天王星(♅)

1781年3月，一个出身于德国的英国天文学家威廉·赫歇耳偶然发现了太阳系第七颗大行星——天王星。这使人类认识的太阳系疆域扩大了一倍。也激起了人们寻找火星、木星之间天体的努力。

在望远镜中，天王星的视圆面略呈蓝绿色，它上面也有浓厚的大气，但并没有木星、土星那种与赤道平行的带纹，很可能这是因为它的表面温度比土星更低。天王星大气的主要成份仍是氢、氦，但含甲烷、氨的比例比土星高得多。

天王星一个很独特之处是它的"侧向自转"，即它的自转轴与轨道平面法线的交角为97°55′，自转周期几经反复，现定为$14^h 36^m$。这也是太阳系中比较独特的自转方式(图5.45)。其原因一般认为同金星一样，是在行星形成后为残余的大星子撞击造成的。

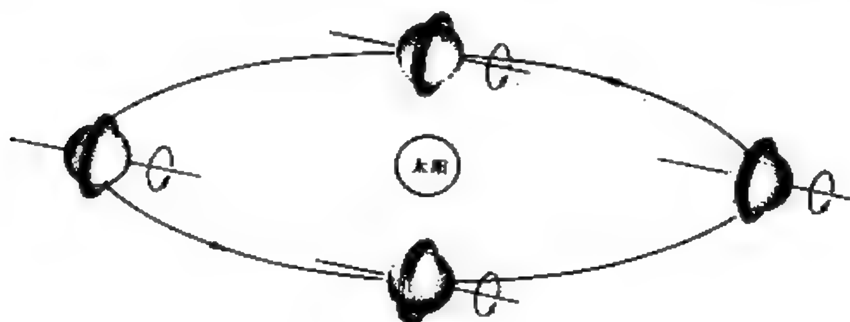


图 5.45 天王星的侧向自转

天王星的内部结构只能从理论上推断。根据"缓热模型"则可大致分成氢氦为主的大气、冰物质的幔和岩石的内核(图5.46)。从天文卫星最新资料中可知，天王星可能也有磁场存在，但还未能得到最后的确证。由于天王星的自转轴比较特别，所以其磁层结构也非同一般。在不同的轨道位置上，其磁层结构及形态会有极

表 5.19 天卫系统

卫星名	发现年份	轨道半长径 a ($\times 10^3$ 千米)	轨道周期 P (日)	轨道偏心率 e	与天王星赤道面交角 i (度)	半径 R (千米)
天卫五	1948	129.4	1.413	0.027	3.4	~200
天卫一	1851	191.0	2.520	0.0028	0.0	665
天卫二	1851	266.3	4.144	0.0035	0.0	555
天卫三	1787	435.9	8.706	0.0024	0.0	800
天卫四	1787	583.9	13.46	0.0007	0.0	815

大的不同。

天王星的五颗[1]卫星都属于规则卫星之列（表5.19）。

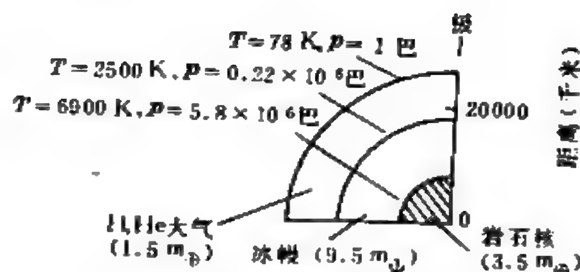


图 5.46　从绝热模型得出的天王星内部分层结构

1977年3月，天王星掩恒星SAO158687，美国、澳大利亚、中国、印度及南非的天文学家分别进行了观测，都得出了天王星具有环的结论。这是自1930年发现冥王星后太阳系中最重大的发现之一。也正是因为有了此先例，才使人们想到了去探索木星有无环的问题，并得到了"旅行者"资料的证实。

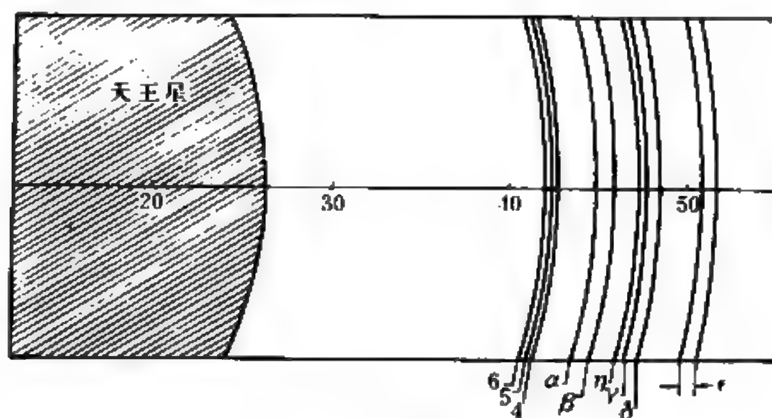


图 5.47　天王星的环带

天王星的环有九条[2]，主环ε 环宽度小于100千米，其他的环更窄小，都位于天王星的洛希极限之内(图5.47及5.36)，所以地面上的光学常规观测是无法看到的。

二、海王星（♆）

海王星是人们从"笔头上发现的行星"。自天王星发现之后，人

1　"旅行者"2 号于1986年初飞抵天王星上空，据已发表的新资料，天卫的数目为15颗

2　同样根据"旅行者" 2 号探测，天王星的环有20条

们发现对其他行星都适用的牛顿引力理论在天王星总有不大的一点偏差，观测与预报的位置总有偏离，而到十八世纪四十年代累积的偏差已达到2′左右。多数天文学家认为可能在天王星之外还有一颗未知行星，正是它对天王星的摄动才造成天王星运动的反常，有人建议，可以从这种偏差去估计摄动的大小，从而推算出未知行星的位置。然而这种工作在数学上有着巨大的困难，令人望而却步，但当时有两个青年——英国亚当斯和法国勒威耶在互不知晓的情况下分别进行了整整二年的工作；1845年亚当斯先算出结果，但格林尼治天文台却把他的论文束之高阁；1846年9月18日，勒威耶把结果寄到了柏林，却受到了重视。柏林天文台的伽勒(J. G. Galle）于第二晚就进行了搜索，并且在离勒威耶预报位置50′的地方发现了这颗亮度相当于8等星的新行星(图5.48)。

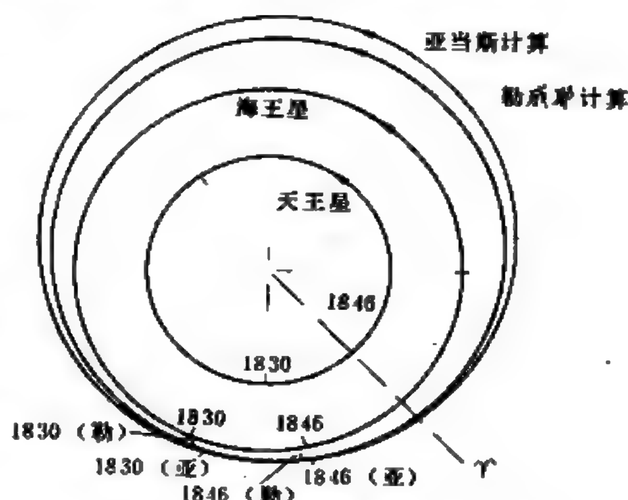


图 5.48 亚当斯、勒威耶计算的轨道与海王星的实际轨道，三者相差甚小

海王星的发现使哥白尼学说和牛顿力学得到了最好的证明，也成为科学史上一段脍炙人口的佳话。

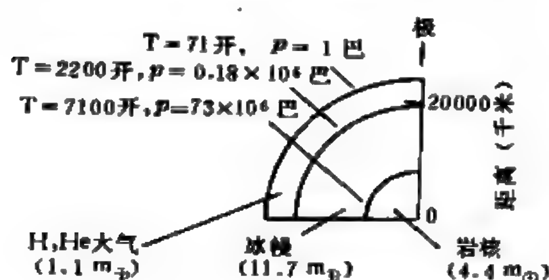


图 5.49 海王星的内部分层结构模型

海王星与天王星的特性、结构都十分接近，它同样有天王星般的云层结构，相似的化学组成（图5.49)，然而其磁场情况至今不明。它的自转情况并不像天王星，其自转轴与轨道法线的

表 5.20 海王星卫星系统（未按离行星距离排列）

海卫名	发现年份	轨道半长径a （$\times 10^3$ 千米）	轨道周期P （日）	轨道偏心率 （e）	与海王星赤道面交角i （度）	半径R （千米）	平均密度 （千克/米^3）
海卫一	1846	355	5.877	0.00	159.9	1800—2600	5600—1800
海卫二	1949	5560	360	0.75	27.6	110—240	?
海卫三	1981	50	?	?	?	45	?
海卫四*	（1980）	37	?	?	?	?	?

* 对于海卫四的存在，多数天文学家抱有怀疑的态度。

交角为28°48′，自转周期为17^h50^m。海王星是否有环尚未有定论，在1981年5月发生的海王星掩星观测中，有人宣称记录到了与天王星1977年掩星类似的现象，因而认为海王星也有环，但是也有一些天文学家在同样的这次观测中却得到了完全不同的结论——认为是一颗新的海卫。1984年又有人提出，海王星可能有不连续的环，这与传统的观念又有很大区别，看来最后的结论还寄希望于空间探测，"旅行者"2号将于1989年抵达海王星邻近。

海卫数同样尚不太确定，过去认为是两颗，但现在倾向于3—4颗(表5.20)，值得指出的是，海卫一、二的情况很特别：海卫一特别大，超过了月球。它离海王星较近，一般这样的卫星应是顺行轨道，但它的i却约为159.9°，是一个逆行的圆轨道。而相反，海王卫二虽很小、很远，其轨道却是一个顺行的很扁的椭圆。至于另两颗卫星，则目前资料尚很贫乏。

三、冥王星(♇)

有人沿袭从天王星所受摄动中推算未知海王星的方法，根据海王星运动的细小的不规则变化，也去推求更远的未知行星的轨道，而且的确根据预报的位置，一位美国青年天文学家汤博(C W Tombaugh)于1930年初居然也找到了一颗行星——冥王星。然而，进一步的计算表明：新发现的冥王星的质量很小，不足以对海王星产生可见的影响。因此，这一发现带有明显的偶然性。

冥王星是目前太阳系中最远的行星($a \simeq 40$)，其轨道最扁($e \simeq 0.25$)，以致最近20年间冥王星离太阳比海王星还近(图5.50)。它的轨道倾角也是最大的($i = 17°$)，所以它与海王星的距离从不小于2.6天文单位。迄今为止，人们只看到它在轨道上走了不到1/4圈，因此过去对其知之甚少。冥王星的发现使行星简单分成二类的分类法一度出现了危机。1978年夏天发现了冥王星的卫星(图5.51)，使得人们对冥王星的了解陡增，也使很多怀疑它是否有行

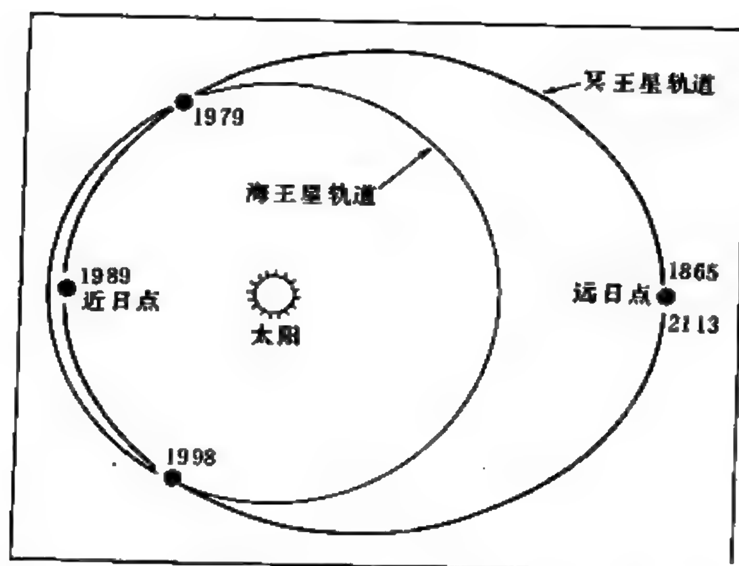


图 5.50　冥王星的轨道e很大，故最近20年间比海王星更近



(a)　　(b)

图 5.51　1978年发现的冥王星卫星：
(a) 卫星使冥王星像在一个方向拉长了；(b) 冥王卫轨道的投影图

星资格的异议得到了澄清。

冥王星的质量仅为0.0024m_+，远比其他行星小，甚至在卫星世界中它也只能排在第七、第八左右。

冥王星的表面温度很低，即使在阳光直射下也只有50开左右，因而它上面绝大多数物质只能是固态或液态，即其冰幔特别厚，只有氢、氦、氖可能保持气态。如果上面有大气的话也只能由这三

种元素组成。

冥卫一的半径约425千米，与绕转行星的质量比可达3%（$m_{\mathbb{C}}:m_{♇}\simeq 1\%$）。它的轨道半长径（即离冥王星的距离）为19000千米。有趣的是冥卫一的自转周期、绕冥王星的公转周期以及冥王星的自转周期都为6.3867日。因而，不仅冥卫一始终以同一半球对向冥王星，而且冥王星也是以同一面朝向冥卫一。这也是太阳系中特有的"天然同步卫星"。

四、有关第十颗大行星的问题

除了九大行星外，太阳系内是否还存在其他未知的大行星，即第十颗大行星？这是一个十分诱人的科学悬案。自1846年海王星发现后，人们对此更有强烈的兴趣。一方面在水星轨道内寻找"水内行星"，另一方面则在海王星外找寻"海外行星"。水内行星虽也有过几次"发现"的报道，并有人已为它准备了"火神星"的名字，但尤其在水星近日点运动为广义相对论所论证后，经过多少次的仔细搜索，现在已可基本上予以否定。但在海王星外的问题却仍然没有定论。1930年发现的冥王星由于质量太小，并没有使疑团获释。

许多人认为冥王星外存在一颗乃至若干颗至今未被发现的大行星是完全可能的。其理由是：

（1）太阳系的范围很大，从理论计算可知（见§16.8）它的范围约有15万天文单位，而望远镜发明后的三百年来，人们几经扩大了对太阳系范围的认识，九大行星不过40—50天文单位。只是上述值的0.03%，在其余广阔的空间内存在着未被发现的大行星是毫不足怪的。

（2）天王星、海王星的运动与牛顿力学计算的位置仍常有细微的差别，但冥王星的质量是如此之小，它对它们的摄动影响是微不足道的，只有用另外的"冥外行星"才可能加以说明。美国海军

天文台曾通过大型电子计算机算得了它的一些轨道及质量数据：$a=50—100$天文单位，e、i 都较大，质量为 2 — 5 m_{+}。

(3) 通过对彗星(见第六章)运动及轨道的研究，如哈雷彗星几次回归都比计算值有所推迟，归咎于未知行星的摄动作用是最方便的。而从彗星轨道的分析知道尚可能存在有 4 个属于未知行星的彗星族，有人因此认为至少还有 4 颗冥外行星尚待人们去发现。

但是与此相反，也有不少天文学家对此提出了异议，他们认为冥王星外不可能再有未知行星了，这有如下的理由：

(1) 从现今流行的现代太阳系起源学说(§6.8)看来，当初星云盘内的物质分布在海王星轨道外已经如此稀薄，以致不可能再通过自吸引而集聚成有相当质量的大行星。

(2) 彗星运动变化完全可用其他原因说明。如非引力作用(§6.3)。只要彗星有自转，便足以造成几天甚至几十天的误差，而彗星也是普遍都有自转的(虽然已测定的还不多)。

(3) 对于天王星、海王星运动的不规则性其原因也可能在冥王星外存在其他类型的天体。如美国一位天文学家认为是太阳的"暗伴星"(恒星)，英国有人却认为可能是太阳附近的中子星或小黑洞。

(4) 所谓的运动偏离，可能是观测误差引起的，因而规律性不明显，这样冥外行星的存在也就失去了前提。

当然这个问题目前还无法定论。因为在遥远的距离上搜索一颗亮度很弱的未知行星，其困难不亚于大海捞针。目前人们一方面通过大型电子计算机进行模拟计算，企图预先算出可能的位置，再从事有效的观测，另一方面人们还寄希望于两艘即将飞出太阳系的宇宙飞船——"先驱者"10、11号。它们是从两个不同方向飞离太阳系的(图5.52)。倘若在离太阳60—70天文单位处确有一颗质量为地球质量 4 — 5 倍的未知行星，那末它的引力影响将对"先

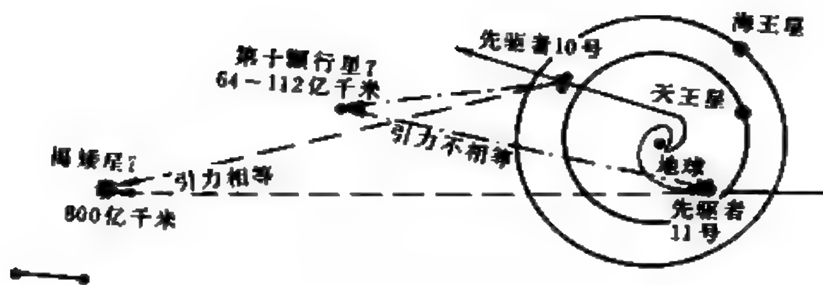


图 5.52 "先驱者"10,11号飞船将对未知行星作出验证

驱者"10号产生微小的、可以测定的影响，而对"先驱者"11号几乎没有什么作用。而如果存在太阳的暗伴星，则对两艘飞船都会产生相当大的摄动，或许这能有助于这个问题的解决。

第六章　太阳系内的小天体

太阳系内的小天体是指那些质量较小、绕太阳作开普勒运动的天体。主要包括：小行星、彗星、流星体和行星际物质。有时广义而言也可以包括行星际磁场、太阳风、宇宙线等。大行星的卫星虽然也不太大，但由于它们与行星有更直接的关联，所以一般不属于"小天体"的范畴，尽管有时它们之间还有直接的演化关系(如一些人认为某些不规则卫星可能与小行星有相同的起源)。

§6.1　小　行　星

一、发现简史

天文学家很早就发现，火星与木星之间的距离似乎太大了些，信奉"宇宙和谐"的开普勒当年在他的著作中曾经对此作过专门的讨论，他的结论是"在火星与木星之间还应当有一颗行星存在！"1772年，提丢斯-波得定则又尖锐地提出了这个问题。根据(5.5)式在 $n=5$ 即离太阳2.8天文单位处也应当有行星存在，波得甚至根据开普勒定律预言："在火星与木星之间的大行星，完成绕太阳一周的时间应为4.5年。"

1781年3月，威廉·赫歇耳在英国意外地发现了太阳系的第七颗大行星——天王星。从观测资料计算出来的轨道表明：它的轨道半长径为19.18天文单位，正好与提丢斯定则 $n=8$，$a_8=19.6$ 差不多。这种惊人的吻合无疑成了提丢斯-波得定则最有力的支持。

十八世纪末，多数天文学家一致认为应当努力设法寻找这颗"失踪"了的行星，一些天文学家还自动集会讨论这个"未知行星"的问题，协商共同搜索黄道区域的星空。然而，有趣的是捷足先登者却是一个"局外人"——意大利天文学家皮亚齐。1801年元旦之夜他在无意之中发现了小行星谷神星，从此揭开了小行星研究的序幕。

1802年德国医生奥伯斯（H. W. M. Olbers）发现了第二颗小行星智神星。接着又连续发现了（3）婚神星、（4）灶神星。但此后却中断了38年，直到1845年底才发现了（5）义神星(表6.1)。小行星数目随之很快地增加起来，1868年突破了100颗，1923年11月20日小行星数进入四位数。近年来由于探测技术及轨道计算方法都有了很大的改进，因此每年发现的小行星数竟达二、三百颗，到1983年年中，正式编号命名的小行星为2763颗，到1985年8月，则已达到3301颗。当然，太阳系内小行星的实际数目要比这多得多，有人估计，冲日星等为19星等的小行星数约为44000颗，而21.2星等的小行星则近50万颗。

表 6.1　最早发现的十颗小行星

编号	小行星名	平均冲日星等（m）	发现年、月、日	发　现　者
1	谷神星	7.4	1801. 1. 1.	皮亚齐
2	智神星	8.5	1802. 3. 28.	奥伯斯
3	婚神星	9.6	1804. 9. 1.	哈　丁(K. Harding)
4	灶神星	6.8	1807. 3. 29.	奥伯斯
5	义神星	10.9	1845. 12. 8.	亨　克(K. L. Hencke)
6	春神星	9.3	1847. 7. 1.	亨　克
7	虹神星	9.3	1847. 8. 13.	欣　德(J. R. Hind)
8	花神星	9.5	1847. 10. 18.	欣　德
9	海神星	9.8	1848. 4. 26.	格拉汉姆(A. Graham)
10	健神星	10.6	1849. 4. 12.	德加斯帕里(A. De Gasparis)

二、小行星的命名规则

小行星一般十分暗弱，如果不知道其轨道情况则很难对它观测研究。历史上也不乏"得而复失"的教训。为此，国际天文学联合会后来规定，对于新发现的小行星只给予临时编号：发现年份加两个拉丁字母，其中第一个字母表示发现的哪个半月，后面的字母则表示是这半个月中观测到的第几颗(表6.2)。如"1975*RB*"即为1975年9月上半月发现的第2颗小行星，而要得到正式编号，则必须要算出其运行轨道，并且再观测到以后的两次回归（即冲日）。例如：1955年我国紫金山天文台发现的*P. O.* 331(即紫金山天文台观测到的第331颗小行星)，直到1965及1975年观测到了它的冲日、列出了：

"1955 *DA*=1965 *YN*=1975 *SD*"

表 6.2 小行星的临时编号

月 份	上 半 月	下 半 月
1	*A*	*B*
2	*C*	*D*
3	*E*	*F*
4	*G*	*H*
5	*J* *	*K*
6	*L*	*M*
7	*N*	*O*
8	*P*	*Q*
9	*R*	*S*
10	*T*	*U*
11	*V*	*W*
12	*X*	*Y*

* *I* 字母不用

这样的结果，才得到了国际天文学联合会的正式编号——(2197)[1]，此后发现者才有权给予正式名字："上海"。由此不难解理，每年"发现"的小行星数目虽然很多，但正式编号的数目增加得并不是十分迅速的(表6.3)。

表 6.3　小行星"发现"和正式编号数

年　　份	"发　现"		正式编号	
	"发　现"	累　计	编　号	累　计
1801—1849	10	10	10	10
1850—1859	47	57	47	57
1860—1869	53	110	52	109
1870—1879	105	215	102	211
1880—1889	80	295	76	287
1890—1899	264	559	165	452
1900—1909	776	1335	213	665
1910—1919	788	2223	249	914
1920—1929	1262	3485	202	1116
1930—1939	2799	6284	373	1489
1940—1949*	*		76	1565
1950—1959			73	1638
1960—1969			109	1747
1970—1979			348	2095
1980—1985			1048	3143**

* 由于此后观测到的小行星数目急剧增加，无法精确统计。

** 按1986年小行星星历表上统计为3143。

凡经正式编号的小行星都可由发现者为它起一个专门的名字。最早发现的小行星沿用大行星的惯例，都是神话中的人物名(占很大比例)，也有许多小行星以科学家名字命名，如(662)牛顿、

1. 小行星的正式编号一般有两种表示方法，一是带括号，如(2197)，一是数字后面加一"号"字，如2197号。

(1134)开普勒、(2001)爱因斯坦、(1802)张衡等等。还有些小行星用国家及地名为名的：(1125)中华、(727)日本、(787)莫斯科等等。此外还有些怪名字：(227)哲学、(443)照相术、(1620)地理星等等。

三、小行星的一般性质

1．质量　小行星的质量绝大多数只能根据一些间接的方法去推算。以前只能从它们之间的摄动影响去估算，所以只有三颗小行星的质量值，其他都是从半径值去估计的，仅有数量级的概念。1978年，天文学家发现了某些小行星也有"卫星"在绕它旋转，这将为确定某些小行星质量值提供又一种可靠的途径(表6.4)。

表 6·4　几颗小行星的质量、半径和自转周期

小行星名	质量($\times 10^{20}$ 千克)	半径(千米)	自转周期(小时)
(1) 谷神星	11.7±0.6	385	9.08
(2) 智神星	2.6 ±0.8	245	7.90
(4) 灶神星	2.4±0.2	195	5.33
(532) 赫克列娜	0.2	122	9.41

一般认为小行星的总质量值在10^{21}千克左右，约为地球质量的万分之三、四，其中谷神星大约占总质量的一半。有人估计，前面四颗小行星的总质量可能集中了小行星总质量的80%左右。

2．半径　小行星的直径很小，除了几颗较大、较近的小行星可能进行直接测量外，其他可以用光度法、红外法、偏振法等来测定大小。因此已获得了几百颗小行星的半径值。现在知道，直径在50千米以上的小行星大约有560颗，绝大多数小行星的直径都在1千米以下。

有人对小行星的数目进行了统计(图6.1)发现当绝对星等[1]

[1] 小行星的绝对星等M是这样定义的：当小行星与太阳和地球的距离都为1天文单位，位相角为0（相当于"望"）时的视星等。一般讲来，太阳系天体包括彗星的绝对星等都是这样定义的。

$M>12^m$（相当于其半径小于10千米）的小行星数 可由下式得出：

$$N = CM^{5/3} \qquad (6.1)$$

式中C为常数，M为小行星绝对星等数。这与由于频繁碰撞碎片

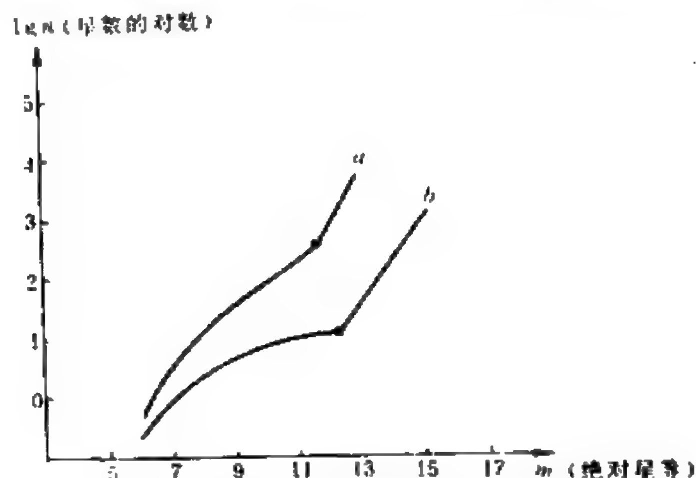


图 6.1　小行星数的统计规律

a　轨道半长径在2.0—3.5天文单位之间；

b　轨道半长径在2.0—2.6天文单位之间

的数目随大小分布的规律相近。

3．反照率　小行星的反照率取决于它们的化学组成和表面状况。研究表明，按照反照率的大小可以把小行星分成若干类型，而这些分类与陨星有某种对应的关系。近年来，通过红外、偏振、雷达测量以及光谱分析，表明多数小行星是表面粗糙的碳质小行星，其中有的还含有水份及氨基酸。各类小行星的平均密度也都不相同(表6.5)。

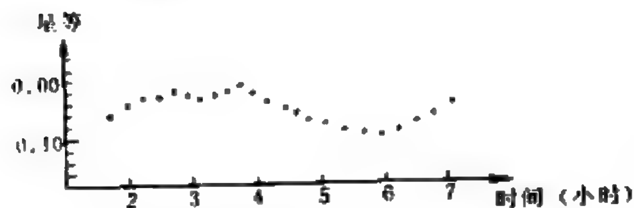


图 6.2 (1)　灶神星的光变曲线

光变幅为0.10—0.13星等

一般说来，碳质小行星的密度较小，金属型最大。从轨道分布而言，碳质小行星比石质小行星更远离太阳。

4．自转及形状

表 6.5　按反照率大小区分的四类小行星

分类	典型小行星名	反照率	轨道半长径（天文单位）	直径（千米）	绝对星等（等）	占比例（%）
碳质（C）	(95)海神星	0.019	3.07	230	8.08	76
	(10)健神星	0.011	3.15	320	5.80	
	(1)谷神星	0.054	2.77	770	3.76	
金属（M）	(16)灵神星	0.093	2.92	249	6.19	5
	(22)诗神星	0.130	2.91	177	6.56	
石质（S）	(15)法神星	0.155	2.64	272	5.48	16
	(1566)伊卡鲁斯	0.166	1.08	1.4	16.82	
	(1620)地理星	0.181	1.24	3	15.10	
其他（E）	(64)安厄里娜	0.312	2.68	56	8.07	3
	(44)娜莎	0.377	2.42	82	7.15	

从小行星的光变曲线知道，它们也有自转运动，小行星的光变曲线有两种不同类型。当小行星的形状比较规则，接近球形，则其光变主要是各处的反照率有所不同(因地形或组成有差异)而引起的。这种自转引起的光变并不太大，例如（4）灶神星$\Delta m=0.10—0.13^m$（图6.2），谷神星仅有0.04^m。

当小行星的形状不太规则(小的小行星多数为非球形)，其自转轴与视线方向有一定交角时，则光变可能很大，如(1620)地理星，其长度比宽度大4—5倍，$\Delta m=1.2—2.0^m$(图6.3)。

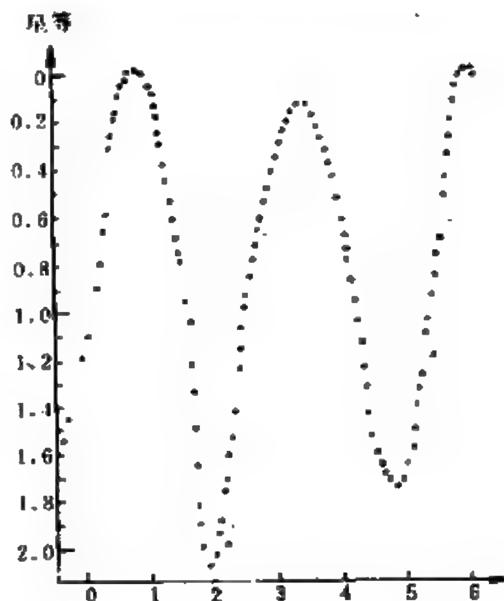


图 6.3　(1620)地理星的光变曲线
光变幅为1.2—2.0星等

小行星的自转资料几乎都是

从它们的光变曲线归算求得的。但由于观测方法、使用的仪器及分析手段不一，因而各人得到的具体结果不尽相同，有的甚至相差很大。例如(2)智神星，有的认为 $P=5.69^h$，有的得到 11^h，而一般人取 $P=7.9^h$。但从目前已知自转的200多颗小行星看来，多数在 4^h—16^h 间，平均为 11.47^h。已知最快的是(1566)伊卡鲁斯，$P=2.273^h$，最慢的是(182)伊尔莎，$P=85^h$。但有人认为(288)格劳克的自转周期长达47天。

自转轴的取向目前看不出有什么规律性，是随机分布的。

直径大于100千米的小行星形状一般比较规则，基本上接近球体，而直径小于100千米时，多数小行星的形状很不规则，如(433)爱神星基本上为一个三轴椭球体36×15×13(千米)³；而(1620)地理星则如同一段香肠，长为宽的4.5倍；(624)赫克托犹如一个"哑铃"。

四、轨道分布

小行星的公转轨道都是椭圆，它们多数集中于火星与木星轨道之间，半长径的平均值为2.77天文单位，与提丢斯定则给出的2.8天文单位偏离甚小。根据统计，95%以上的小行星轨道半长径在2.17—3.64天文单位之间——这称为小行星的主环带，位于此环带内的小行星称"主带小行星"。图6.4表示主环带内侧的33颗较大的小行星的轨道分布及大体的形状。

后来发现，即使在主环带内，小行星的分布也并不均匀。在 a 为2.50、2.82、2.96、3.28、3.70天文单位附近，几乎找不到小行星，称为扣克伍德空隙；而在1.97、3.97、4.29、5.20天文单位处，又明显地比较集中(图6.5)，形成一些小行星群。这种空隙或成群现象在天文学上称之为"轨道共振"，小行星轨道共振是由于外侧的木星的引力作用引起的，所以这些共振点相对应的公转周期与木星的公转周期可以互相通约，即成简单的比例关系。对

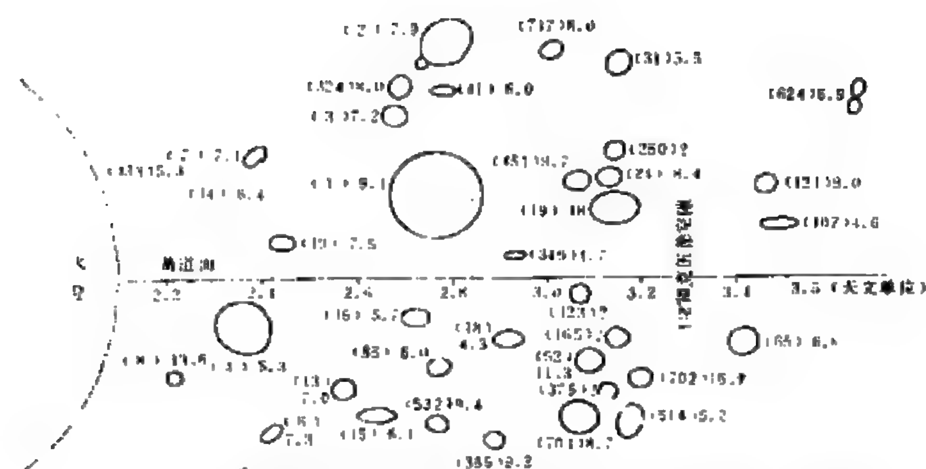


图 6.4 主环带内侧33颗小行星的轨道分布、自转周期及大体形状。图中小行星旁带括号的数字是小行星的编号，不带括号的数字是它的自转周期，单位为小时

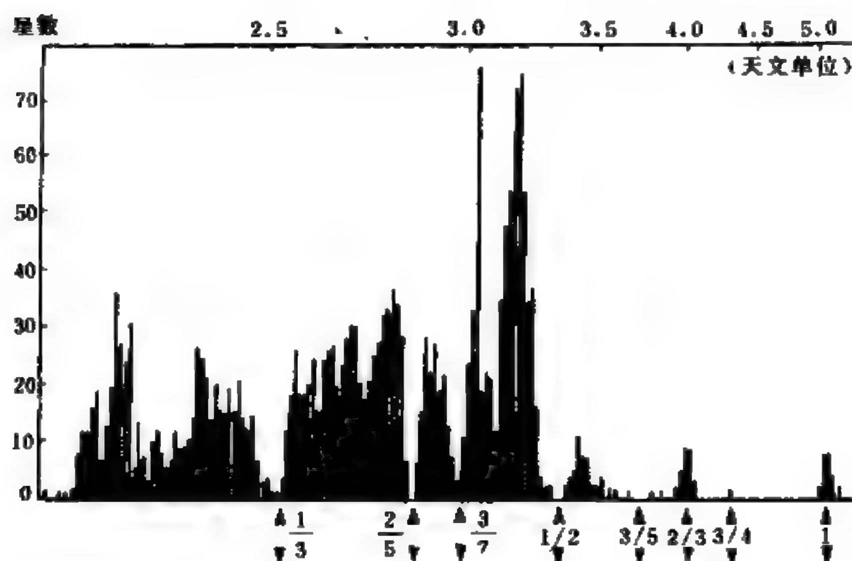


图 6.5 小行星的轨道共振现象

于上述空隙处，公转周期比分别为：1/3、2/5、3/7、1/2；对于那些成群处，则比值相应为2/9、2/3、3/4、1。

小行星的轨道偏心率 e 及倾角 i 的弥散很大，有些小行星的轨道 e、i 较小，与九大行星相仿。但绝大多数都明显比大行星大，如偏心率最大的两颗小行星是(2212) 火神星（$e=0.8352$）与

(1566)伊卡鲁斯($e=0.8266$);轨道倾角最大的是(2102)坦塔罗斯($i=64°$)及(1580)贝肯丽娅($i=52°$)，已知的3000多颗小行星偏心率平均为0.147，轨道倾角平均为9.4°。

五、研究小行星的意义

从质量而言，小行星确实无足轻重，但是在天文学的发展史上小行星曾经起过相当的作用。

1. 天文单位的准确确定　甚至直到开普勒发现行星三大定律时,人们所知的行星距离都是相对值——日地距离的倍数,至于各行星离太阳的实际距离，谁也不清楚。1672年，法国天文学家乔.卡西尼利用火星大冲的机会首次测出的天文单位值为13800万千米(§7.1)，尽管与现在的准确值相差8%，但在当时再也找不到更接近地球的小天体了。

小行星的发现为测定天文单位的准确值提供了可能性。因为有些小行星在冲日时可以跑到比火星近几倍的地方，而且小行星本身是一个光点，定位远比有视面的火星准确。如1873年德国天文学家伽勒（即观测证实勒威耶计算、发现的海王星的人）利用(8)花神星冲日,1877年英国天文学家吉尔(D. Gill)利用(4)灶神星冲日都得到了很好的结果。

1930—1931年,(433)爱神星大冲时与地球的距离仅2600万千米。国际天文学联合会组织了全世界14个国家、24个天文台站进行了空前规模的联合观测，并对所有资料进行统一的归算，得到了三角测量所能达到的最小误差——14958万千米①。

2. 测定行星质量　行星的质量值当然可以用开普勒第三定律来求得。然而，有些卫星的轨道也不易精确测定，而且九大行

① 现代有更准确的新的测量方法。国际天文学联合会规定，从1984年开始，天文单位的定义已不再是日地平均距离，而是149597870000米，但从数值上而言，它与日地距离平均值十分接近。

星也并非都有天然卫星。火卫是1877年才发现，冥卫一则到1978年夏天才证实，而水星、金星则根本没有卫星绕转。

利用小行星测定行星质量的理论基础是：当某小行星接近大行星时，大行星对它的摄动作用必然影响它的轨道，从它轨道的微小变化中即可算得行星的实际质量。由于小行星是没有视面的光点，所以这种方法可以达到很高的精度。如1870年人们利用(29)爱姆非特列塔接近木星时测得木星的质量为太阳质量的1/1047。一百多年过去了，但这个数值至今仍为天文学家采用。而水星和金星的质量是利用(433)爱神星及(1566)伊卡鲁斯测定的。历史上还利用(659)涅斯托尔及(433)爱神星测定过土星的质量及火星的质量，测出的值都是相当准确的。

3．对于天体测量学的作用　天球坐标必须借助的基本圈(如天赤道、黄道)，原点在天空中并没有对应的天体，需要从一些已知运动规律，如知道精密轨道根数的天体去反推，小行星便是理想的对象。事实上现在国际天文学联合会委托十多个天文台对十颗小行星进行长期的监测和归算，从实测的数据及已知的轨道根数去求得黄道和天赤道的准确位置，从而可以改进和提高星表的精度。

这十颗负有特殊使命的小行星是：(1)谷神星、(2)智神星、(3)婚神星、(4)灶神星、(6)春神星、(7)虹神星、(11)妖神星、(18)郁神星、(39)喜神星、(40)谐神星。

4．为研究太阳系起源和演化提供线索　太阳系的起源和演化是自然科学基本理论问题之一，有重大的科学意义。但由于问题十分困难，至今还未有根本性突破，仅有大致的轮廓：太阳系是在46亿年前从一团混沌星云凝聚而来的。

当初星云形成太阳和行星、卫星、小行星的具体过程，不可能从地球上找到任何痕迹，也不可能从其他行星或月球上获取什么资料。因几十亿年来，它们都历经沧桑、早已面目全非了，唯

有小行星，由于它很可能就是残存的大、小"星子"[①]，因此保留着许多太阳系形成初期的状态，被天文学家称之为太阳系早期的"活化石"。所以，深入研究小行星必将极大地帮助和促进太阳系演化学的发展。

此外，在人类进入航天飞机时代后，小行星可能成为空间探测的重要基地和廉价的中继站。

§6.2 特殊小行星

除了主带小行星外还有许多轨道比较特殊的小行星，对于它们的研究也有重要的意义。

一、近地小行星

有一些小行星或者因为 a 较小，或者因为 e 较大，使它们有时可以非常接近地球。例如1932年发现的(1862)阿波罗，曾经走到离地球1140万千米(0.076天文单位)处，而1937年有颗叫"赫米斯"的小行星曾有一天仅离地球70万千米。成为除月球外的最近记录。近地小行星习惯上又分二类：

1. 阿波罗型　凡近日距 $q<1$ 天文单位的近地小行星称之为阿波罗型。从1932年以来已发现了大约36颗。阿波罗型小行星一般都很小，大多数的半径仅 1 千米左右，至今还未发现大于 5 千米的。

2. 阿莫尔型　近日距 q 等于或稍大于 1 天文单位的近地小行星称为阿莫尔型。最早发现的成员是(433)爱神星(1898年)，迄今为止这一组小行星已超过了25颗。

---

① 根据太阳系起源新星云说，星子是行星形成前的一种固体团块，有大有小，最大的质量在 10^{15}—10^{17} 千克间。

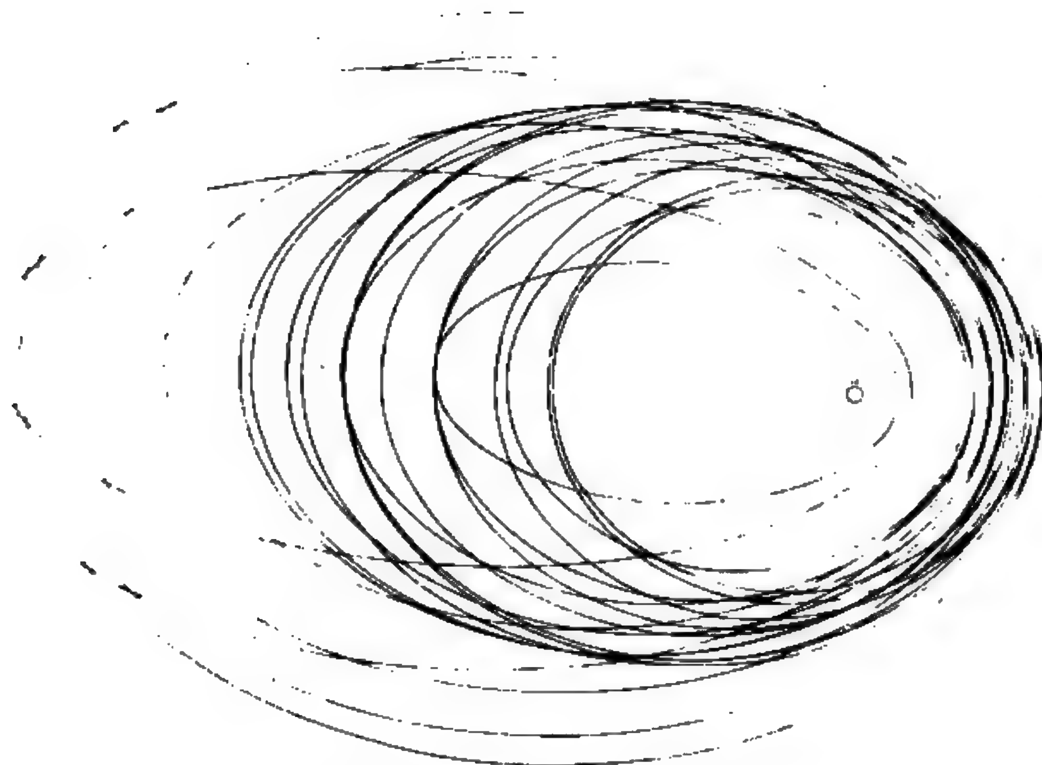


图 6.6　21颗阿波罗小行星的轨道

值得注意的是近地小行星只是因为与人类关系密切才专门分类的，其实就其轨道半径而言，它们的差别甚大，最小的(2100)赖－夏洛姆 $a=0.83$ 天文单位，而(1134)开普勒则为2.68天文单位(图6.6)。

一些近地小行星在大行星的摄动作用下，轨道可以和地球轨道相交，这样就有可能使它与地球相撞，在过去的几十亿年岁月中，这种事件可能已发生过多次。例如恐龙的绝迹，现在有人认为就是6500万年前一颗阿波罗型小行星陨落的结果。为了预防这种不测事件，一些国家正在考虑发射专门监测近地小行星的人造地球卫星，以便可以及早发现危险，采取相应的预防措施。

二、脱罗央群小行星

如前所述，与木星轨道周期比为1，即轨道半长径与木星相当的小行星轨道，是小行星密集所在区之一，这即是著名的脱罗央(特洛伊)群小行星。

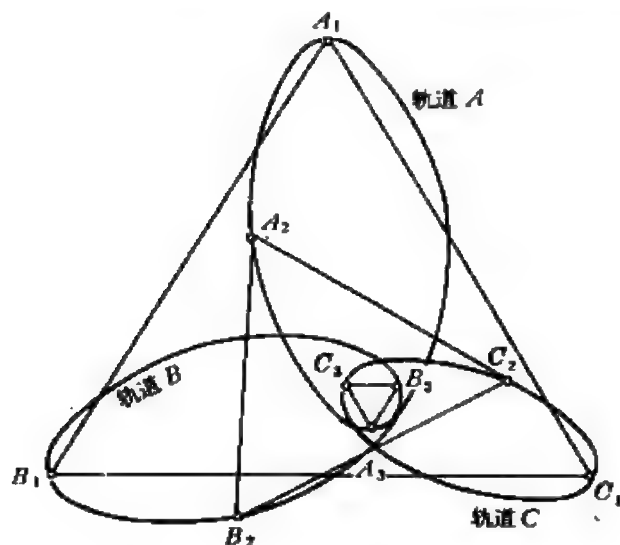


图. 6.7　三体问题的一个特解正三角形

天体力学中的"三体问题"有一个特解(§17.5)：如果某一时刻有三个天体恰构成一个等边三角形，而且初始速度满足一定的条件，那末，它们将始终以同一周期绕着共同的质心作开普勒运动，三个天体的椭圆轨道大小可以不同，但偏心率却是一样的，因此任何时候这三个天体的联线始终保持为一个等边三角形(图6.7)。

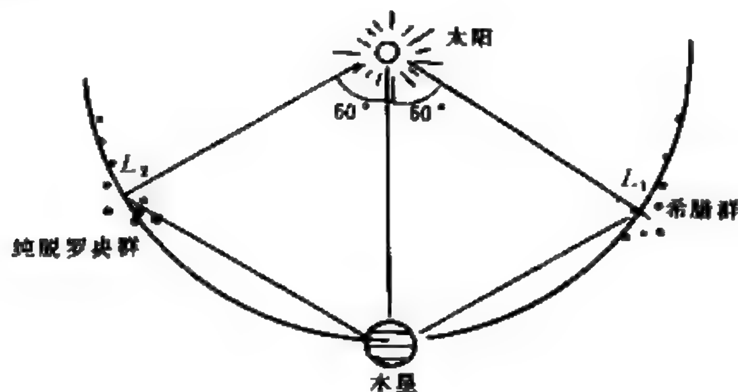


图 6.8　希腊群和纯脱罗央群小行星

后来发现脱罗央群小行星、木星与太阳正是这种数学上特解的实例。最早的两颗脱罗央小行星——(588)阿基琉斯、(617)帕特罗克勒斯分别发现于1906年2月和10月，正好构成了两个正三角形(图6.8)，它们一个位于木星"前面"，一个跟在木星的"后边"。在天体力学中这两个区域也称为"拉格朗日平动点(L_1、L_2)"。

此后在这两个平动点附近，人们又陆续发现了许多这类小行星，它们大致都满足上述条件，但彼此之间的轨道参数却又不尽相同。为了区别它们，现在则把在L_1附近的那一组称之为希腊群，而把位于L_2附近的那一组称之为纯脱罗央群[1]。

迄今为止，已正式编号的脱罗央群小行星共31颗，其中17颗属于希腊群，另外14颗则属于纯脱罗央群。值得指出的是31颗中有四颗是我国天文学家在最近几年发现并命名的。它们是：1977年发现的(2223)萨耳珀冬(当时曾命名为"喜马拉雅")、和(2363)刻布里奥涅斯，1975年发现的(2260)涅俄普托勒摩斯(曾命名为"昆仑")以及1966年发现的(2456)帕拉墨德斯。

三、柯瓦尔天体

除了脱罗央群小行星在主环带之外，还有一些很特殊的小行星甚至跑出了木星的轨道区域。例如1920年发现的(944)希达尔戈小行星，其轨道半长径为5.86天文单位，由于它的偏心率和轨道倾角都相当大($e=0.65646$，$i=42.4°$)，所以在远日点时已到达土星的轨道区域，而且也有人起初把它误作为彗星。

在希达尔戈的轨道之外是否还存在其他小行星呢？以前人们都倾向于否定的结论。但是1977年10月，美国天文学家柯瓦尔

---

1 在文学中脱罗央都译作特洛伊，这原是荷马史诗《伊利亚特》中的一个城市名，因发生了一场旷日持久的大战及"特洛伊木马"而闻名，希腊群都以攻打特洛伊城的希腊英雄人物命名，而纯脱罗央群中的小行星名字则都是保卫城市的英雄名字。

(C. T. Kowal)发现了一个不寻常的天体1977 *UB*。它在天空中移动极慢，亮度仅相当于一颗18等星，根据观测的资料算得其轨道半长径为 13.695 天文单位，介于土星与天王星之间（表6.6、图6.9），而它的偏心率、轨道倾角都不很大，因此它的发现曾使人一度认为已经找到了太阳系的"第十颗大行星"。

然而进一步的观测又表明：1977*UB*的半径仅只100千米左右，充其量不过是一个不太大的小行星而已。根据已知的轨道已查得它以前的资料，因此而得到了(2060)的正式编号，取名为"喀戎"。

表 6.6 希达尔戈及喀戎部分轨道要素

小行星编号名	a（天文单位）	e	i	Ω	ω
(944)希达尔戈	5.86079	0.65646	42.404	· 20.966	57.412
(2060)喀　戎	13.69545	0.37860	6.923	208.715	339.104

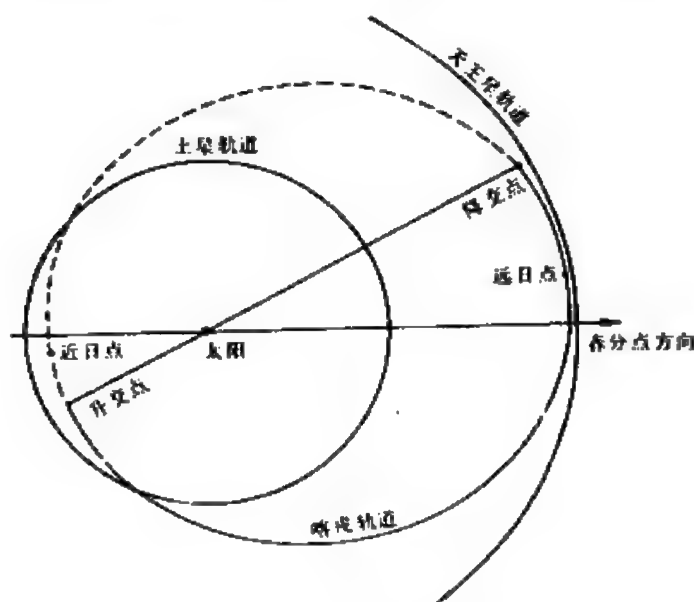


图 6.9 (2060)喀戎的轨道

柯瓦尔天体的发现又一次证明了太阳系起源新星云说，认为这是太阳系早期残存的"大星子"，由于某些原因它没有来得及参

与大行星的形成。也有人认为它过去曾是土星的一颗卫星，由于受到某个天体的摄动影响而脱离了土星的引力范围。

四、小行星的卫星

小行星的卫星完全是偶然发现的，1978年6月7日，(532)赫克列娜掩食恒星 SAO120774，人们通过这次掩星资料分析得到结论：距直径243千米的赫克列娜中心977千米处有一个小天体伴随着，其直径为46千米。无独有偶的是半年之后，天文学家又从(18)郁神星掩食 SAO114159 的资料中得出了它也有卫星的结论，这一对小天体中心距为460千米，两者直径分别为135及37千米。此后，又有不少人报告说，重新处理过去的一些小行星掩星资料也得出了若干小行星有卫星的结论，其中包括：(2)智神星、(6)春神星、(9)海神星、(12)凯神星等等，共有三、四十之多。

1980年美国一些人利用光斑干涉测量的新技术对智神星进行了验证，结果证明它确有卫星在绕转。理论上可以证明，即使小行星卫星产生于互相接近而俘获，具有卫星的小行星也可能占1—10%，而倘若认为是共同形成的，则比例更要高得多。所以几十颗小行星具有卫星是有可能的。

但小行星卫星在天体系统中属于什么层次？能否与月球或木卫等相提并论？则至今未有定论，甚至其正式的名称还未统一，只权且暂把最早的两颗记为“1978(532)Ⅰ”和“1978(18)Ⅰ”——即1978年发现的绕(532)、(18)小行星转动的第一颗小天体。既然行星层次中有小行星，所以这些小天体也不妨可称为小卫星。

原则上说来，小行星卫星的发现为准确测定小行星的质量创造了条件，但实际上由于它们光度太弱、相距太近，故很难得出它的准确的绕转周期。

五、中国人发现的小行星

由于历史原因，直至1928年才首次有中国人列入小行星发现者的名单——那年11月22日，年轻的中国学者张钰哲在美国叶凯士天文台发现了(1125)小行星，并取名为"中华"①。

新中国成立后，紫金山天文台行星室经过多年坚持不懈的努力，到七十年代末他们已发现了800多颗尚未有记载的新的小行星,其中已有41颗获得了国际编号并被赋与富有中国特色的名字，其中最早的五颗是以中国古代科学家命名的，32颗则是中国的省市地名区，4颗属于脱罗央群。

国际天文学联合会为了表彰中国天文学家在小行星探索方面的贡献，专门把两颗小行星冠以目前仍然健在的中国天文学家的姓名：中国紫金山天文台前台长张钰哲研究员，中国台北天文台专门研究行星、变星的蔡章献台长，它们分别是美国哈佛天文台1976年发现的(2051)张(Chang)及1978年发现的(2240)蔡(Tsai)。

§6.3 彗 星

一、彗星现象

彗星是宇宙间最奇特的天象之一，它形态奇特，迅速地在繁星中穿越(图6.10)，它每夜、甚至每个小时都在改变着自己的亮度和形状。由于古代人们不知其运动规律，所以对天空中的不速之客不免惊慌失措，甚至引起社会骚乱。直到1857年，一本法国

① 张钰哲当初发现的那颗小行星因为旧中国科学凋零，一直没有能继续观测，因而现在几乎已丢失了，至今仅保留了原来的临时编号：1928*UF*。而现在正式编号为(1125)名叫"中华"的小行星是紫金山天文台1957年10月30日发现的一颗与1928*UF*轨道相似的小行星。

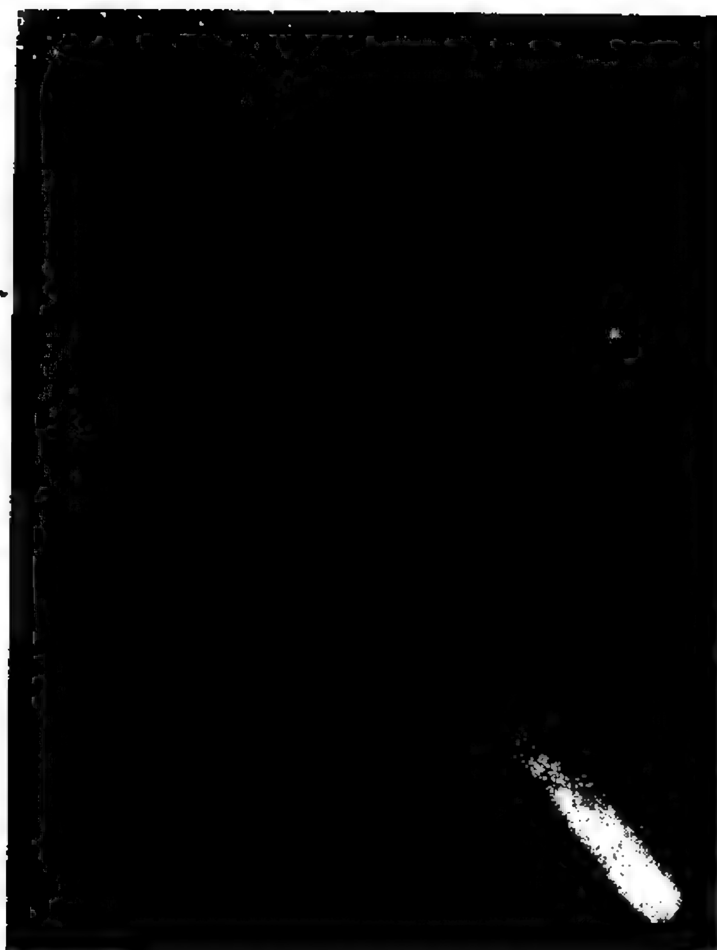


图 6.10 科胡特克彗星

书上还惧怕彗星把地球撞得粉碎(图6.11)。

中国史书上的彗星记录十分丰富，到晋代时对彗星已有了较正确的认识。如《晋书·天文志》指出："彗体无光，傅日而为光，故夕见则东指，晨见则西指。在日南北，皆随日光而指。"但西方世界由于受到亚里士多德错误的影响——他认为彗星是地球大气中的一种燃烧现象，可能是某种灾害性气候的先兆。甚至哥白尼也未能从这种武断的错误中自拔出来，他依然认为"希腊人所谓的彗星，诞生在高层大气"。直至16世纪末，第谷才第一次从观测中证明，1577年的大彗星的距离比月球远得多。



图 6.11　十九世纪法国书上的一幅彗星图

1705年，英国天文学家哈雷出版了他的《彗星天文学论说》，第一次系统研究了24颗彗星的轨道情况，并指出：出现于1531、1607、1682年的大彗星实质上是同一颗彗星的三次回归(表6.7)，并预言这颗彗星将于1758年底或1759年初再次出现于天空，结果它于1759年3月按照人们事先计算的路线回归了。于是它遂被命名为哈雷彗星，彗星研究也进入了新的阶段。

表 6.7　哈雷发现三次彗星轨道十分相象

过近日点日期	与上次间隔日期	升交点黄经（度）	近日点黄经（度）	轨道倾角*（度）	近日点距离（天文单位）
1531年8月24日		49°	301°	18°	0.57
1607年10月16日	76年2月	50°	302°	17°	0.59
1682年9月4日	74年1月	51°	303°	18°	0.58

* 当初对倾角定义还不太严格，实际上应为162°及163°。

二、命名

虽然肉眼能见的大彗星很少，平均十多年才有一颗，但用望远镜观测每年可发现彗星7—14颗，甚至更多。何况，彗星的形态变化很快，因此科学地命名所观测的彗星是十分重要的。

一般先给予临时命名。彗星的临时命名是"发现者(最多可并列三个人的名字)、发现年份及发现次序"例如"阿仑德 罗兰1956*h*"彗星即是这两个人在1956年同时发现的该年中出现的第8颗彗星。而紫金山天文台1965年发现的两颗彗星即为1965*b*和1965*c*。

发现的彗星通过多次观测即可定出其轨道，彗星轨道一旦准确定出，便可知道其经过近日点的时间。永久命名则以年份加罗马字（表示该年中过近日点的先后次序），如上述的1965*b*即为1965Ⅰ；1965*c*即为1965Ⅱ。值得指出的是，临时命名的年份与永久名字的年份很可能不同。例如："沃尔夫－哈密顿1964*g*"的永久名字为1965Ⅲ，而1982*d*、1982*e*、1982*f*三颗彗星却早已有过正式名字——1873Ⅱ、1857Ⅱ、1976Ⅳ。

当然，对于一些很著名的大彗星，一般都有专门的名字，如哈雷彗星、恩克彗星、池谷-关彗星……，有时对于那些短周期彗星($P<200$年)在其名字前还专门加以符号"*P*/"如"*P*/Halley"、"*P*/Encke"等等。

根据目前的理论研究，太阳系中的彗星可能多达10^{11}颗之多，然而其中绝大部分都处于太阳系内离我们十分遥远之处而不易为人察觉，从历史资料分析，人们已经观测到的彗星还不到二千颗，是极小一部分。

三、轨道情况

彗星在太阳系中的运动可近似看作二体问题，因此它的轨道可近似地看作为圆锥曲线(5.7)式：

$$r = \frac{p}{1 + e\cos\theta}$$

原则上当然也可以与行星、小行星一样，通过三次不同时刻的观测来求得彗星轨道，但实际上常遇到困难，一是因为彗星轨道大多极其扁长，很难由在太阳附近三点来定出其真实的轨道（图6.12）。例如历史上著名的1680年大彗星，不同科学家算出的结果大相径庭：欧拉得到其轨道周期为170年（$a = 30.7$天文单位），但哈雷的结论是 $a = 69.15$ 天文单位即 P 为575年；而恩克（J. F. Encke）用较多的观测数据最后定出其 $a = 427$ 天文单位，$P = 8814$ 年。又如1944年出现的方根特彗星，不少人认为其 $e > 1$，是双曲线轨道，但一些苏联天文学家却得到了椭圆轨道[1]（$Q = 28$万天文单位、$q = 2.2$天文单位）。

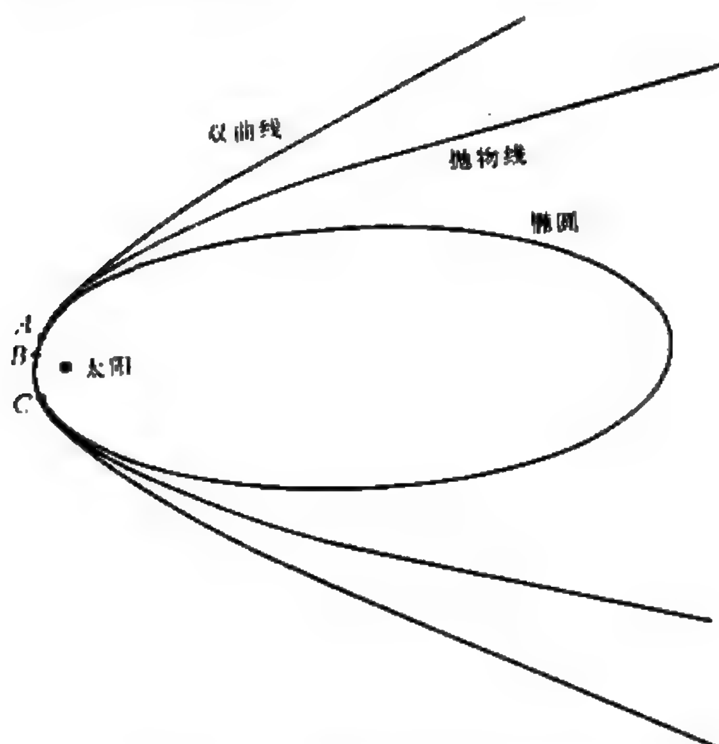


图6.12　很难从在太阳附近的三点来推算出彗星的轨道

1　对于彗星而言，常用 Q、q 来代替 a、e，这样更方便。

二是因为彗星是太阳系中的小天体，其质量甚微（10^{12} — 10^{19}千克）很易受到大行星摄动而改变轨道，即使象哈雷彗星，它每次回归轨道都有微小的变化（表6.8）。有时候，大行星的摄动引起的轨道变化很大，甚至可以从 $e \geqslant 1$ 变到 $e < 1$（非周期变为周期），当然也有相反的情况。

表 6.8 哈雷彗星最近两次回归的轨道变化

	a（天文单位）	e	i（度）	☊（度）	ω（度）
1911年回归时	17.91826	0.9672552	162.22010	57.87790	111.71588
1986年回归时	17.93092	0.9672725	162.23932	58.14397	111.84658

根据到1984年底所掌握轨道的992颗彗星看来，彗星的轨道倾角 i 可取0°—180°的任何值，而且似乎逆行彗星占一半以上。例如著名的哈雷彗星 $i = 162.2°$。如以 e 来分类，则：

$e > 1$（双曲线轨道）104颗，占10.5%，

$e = 1$（抛物线轨道）589颗，占59.4%，

$e < 1$（椭圆轨道）299颗，　占30.1%。

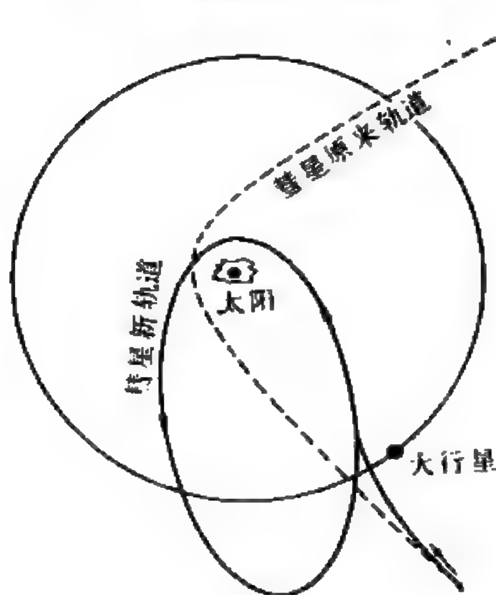


图 6.13 大行星俘获彗星

在周期彗星中，以200年为界又可分为：

$P > 200$年（长周期彗星），169颗，

$P \leqslant 200$年（短周期彗星），130颗。

根据近日点的距离，彗星又可分成行星族彗星（表6.9），而且一般认为这些彗星都是由行星在漫长的岁月中把它俘获的结果（图6.13、6.14）。

天文学上还把一些轨道有

表 6.9 行星族彗星

彗星族	周期(年)	平均 $\bar{a}$(天文单位)	成员数
木星族彗星	3—10	5.5	70
土星族彗星	10—20	6.4	8
天王星族彗星	20—40	10.5	3
海王星族彗星	40—100	16.4	9
冥王星族彗星	120—170	24.3—30.0	5

些类似的彗星称为彗星群。有人认为，这种彗星群可能有几十个之多，其中最著名的即为克罗以茨群(§6.4)，又称为掠日彗星。然而也有人认为这种群不一定存在，可能原是一颗彗星分裂而出现的暂时现象。

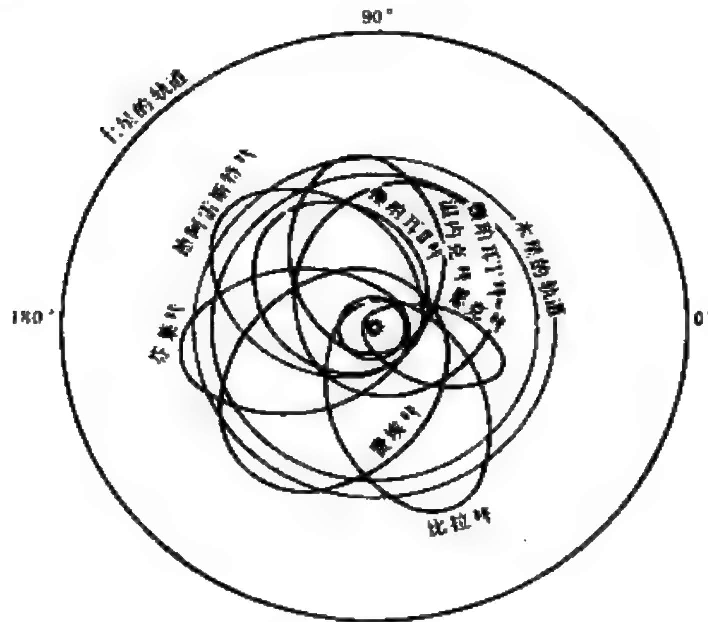


图 6.14 一些木星族彗星的轨道

四、彗星的结构

彗星的所有质量几乎都集中于不大的核上，在一般情况下，彗

星都在太阳系的边缘区域，这时即令被观测到也与极其微弱的恒星像相仿，看不出有什么细节结构。但当它逐渐接近太阳时，由于太阳的热辐射、太阳风和太阳光压作用的增大，尤其当它进入火星轨道区域后，即会出现通常所说的彗星现象，表现出其独特的结构。

1. 彗头　在太阳附近的彗星通常有比较复杂的结构（图6.15），它有一个形态朦胧而明亮的"头"部——彗头，彗头明显包括二部分：中央密集而明亮的彗核及其雾状的包层——彗发。彗核通常很小，一般直径在10^{-1}—10^{1}千米之间，很少有超过100千米的。彗星的质量都集中于核上。根据近代研究，彗核是含有尘埃物质的被冻结的气体团，一些人形象地喻之为"脏雪球"，其平均密度为10—1000千克/米^3。彗发是彗核的蒸发物，因为形状和大小与离太阳距离密切相关，一般说来离太阳越近，彗发越亮、越

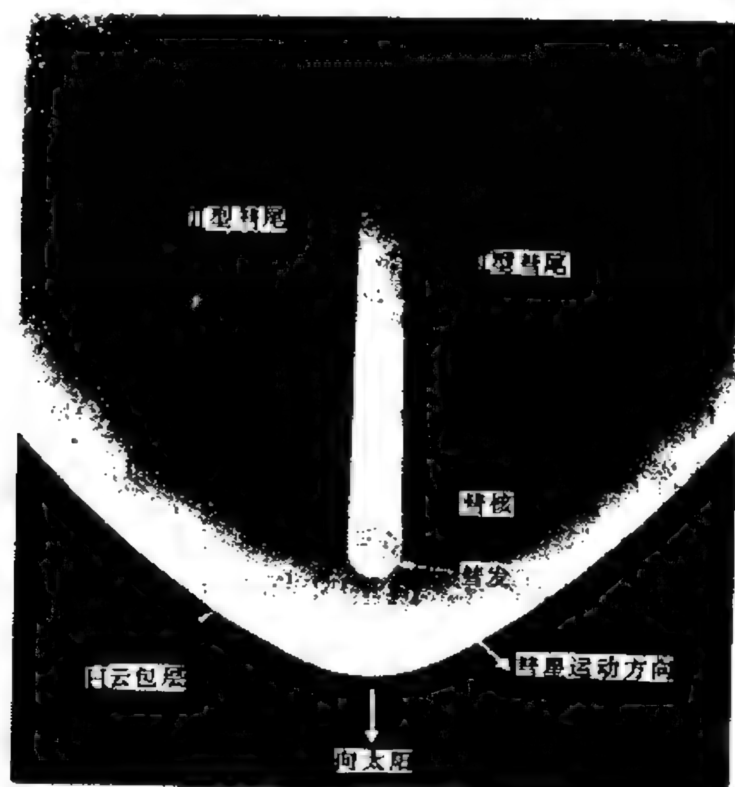


图6.15　彗星的结构

大，直径可达几十万千米，有时还可与太阳相当，甚至超过太阳直径。

人类进行空间探测后，发现了彗发之外还有一个更大的、直径约100—1000万千米的包层——彗云，因为它几乎全是由氢原子组成的，故又称为氢云。氢云的物质密度极其稀薄，所以地面上一般观测不到。

2．彗尾　肉眼可见大彗星的长长彗尾是彗星的主要特征之一，它也是太阳系内最长的天体。现在知道，彗尾主要是太阳风(§7.5)作用的结果，所以彗尾大小不仅与彗星质量大小有关，更取决于离太阳的距离，一些行星族彗星在望远镜内仅有朦胧的彗发而已。几乎所有彗尾都背向太阳，主要由气体组成的气体彗尾较直，而包含有许多尘埃物质的彗尾一般比较弯曲，称之为尘埃彗尾。此外还有少数彗星在某一阶段内出现反常彗尾——朝太阳方向伸出的尾状物质故称逆向彗尾，国内有人建议称它为“彗翎”。典型的例子是阿仑德-罗兰彗星，1957年4月22、23日它象一把“扇子”，至4月25日变成了一条细长的钉状物(图6.16)。有人认为这仅是地球经过彗星轨道面附近看到的一种投影效应，由于较大尘粒受到的太阳辐射作用小，这些从彗核扩散出来的物质沿彗星轨道的分布更加广延，于是使从地球上看来显得有部分彗尾朝向了太阳。

有些彗星的彗尾不止一条，历史上不乏有双尾甚至三尾彗星的先例，最著名的1744年歇索大慧星甚至出现过六条彗尾，宽达44°。

彗尾的物质十分稀薄，恒星的光可以自由穿过它而不受任何影响，稀的彗尾密度大约为10^{-14}千克/米^3，远低于实验室内真空中的气体密度。

3．化学组成　根据光谱资料分析可以得知彗星的化学组成。彗星的光谱与太阳光谱相似，但还有少量气体发射线，这是因为

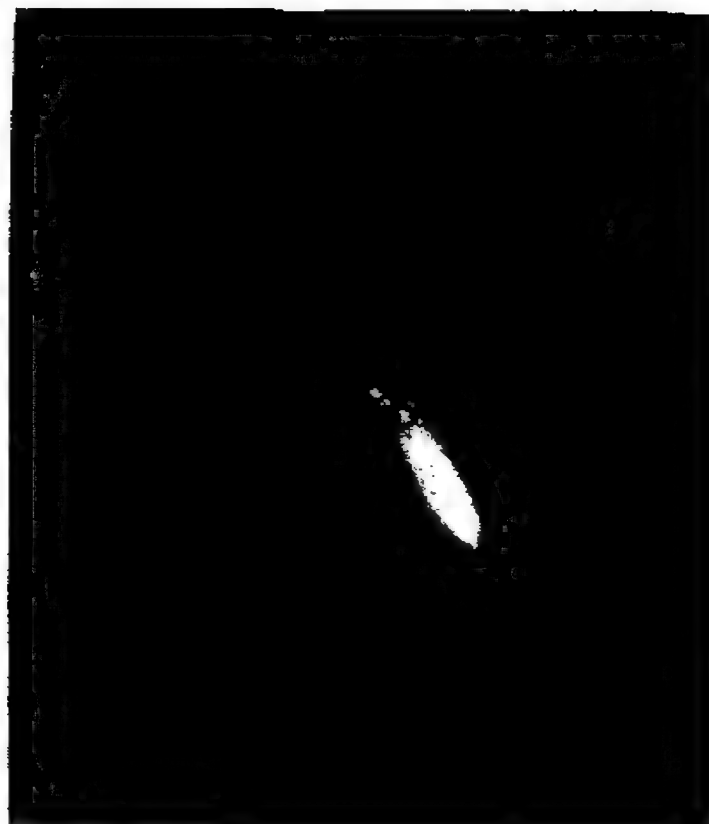


图 6.16 阿仑德-罗兰彗星1957年4月25日出现的反常彗尾

彗星气体受到太阳激发后产生的。当然各每颗彗星的光谱、有时同一彗星不同部位(彗发与彗尾)的光谱都有一些细微的区别，甚至同一彗星的彗发或彗尾在离太阳不同距离处的光谱线也会有所不同。表6.10中列出了最近几年所得到的一些结果。从表6.10可知，由于彗星中条件特殊，有许多地球上不能稳定存在的分子、原子

表 6.10 彗星内已观测到的分子、原子和离子

彗 头	彗 尾
H、C、O、S、CH、NH、OH、C_2、CN、CO、CS、NH_2、H_2O、HCN、C_3、CH_3CN、Na、Si、Ca、K、V、Cr、Mn、Fe、Co、Ni、硅酸盐	C^+、CH^+、OH^+、CO^+、CN^+、N_2^+、H_2O^+、CO_2^+、硅酸盐

及分子离子,还有许多有机分子，这曾引起许多人浓厚的兴趣,甚至有人认为地球上的原始生命来源于彗星。

五、非引力效应及突然增亮问题

除了太阳的引力作用使彗星作开普勒运动、大行星的摄动使它的轨道发生各种变化外，在观测中还发现了一些不属引力作用的"非引力效应"。最早发现的非引力效应是恩克彗星的周期减小，后来发现许多彗星的实际回归日期与理论计算都不相符，即使扣除了大行星的摄动影响，仍常有几天的差别。

开始人们用行星际空间的"阻尼"来解释一些彗星的长期加速现象，但是这无法说明彗星"迟到"的现象。1836年贝塞耳提出了彗星抛射物质的模型。抛射物质产生的反冲力造成了非引力效应，彗核逆向(与其轨道运动异向)自转使彗星抛射物质流的最大方向不在径向,而已转过了一个角度(图6.17),这样反冲力在切向的分量就成为运动的阻力，起到了减速作用；相反如果彗核是顺向自转的(与轨道转动同向)，则就会起加速作用。

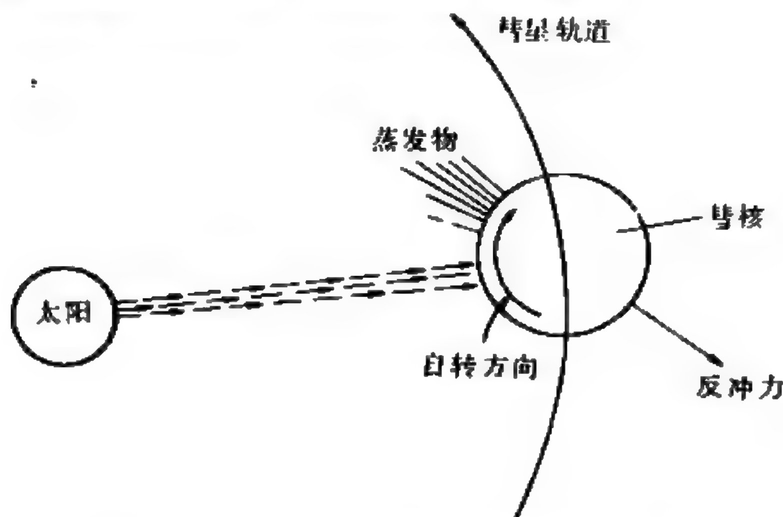


图 6.17 彗核逆向自转造成彗星轨道运动减速

彗星喷射物质后来也称"火箭效应"，是变质量物质运动。当

然，实际的情况远比上述的理想模型要复杂得多，但是这种模型与大量的观测事实符合较好，所以已为人们普遍接受。

在离太阳很远的时候，彗星的亮度仅是反射太阳光，因而十分微弱，随着与太阳的日益接近，它的体积急剧膨胀起来，此外由于受到太阳辐射(尤其是紫外、X 射线)影响，彗星内的气体也会受到激发而发光，因此它的绝对亮度也在变化。根据长期观测，彗星的视星等m与绝对星等M有如下的统计关系

$$m = M + 5\lg\Delta + 2.5n\lg r \qquad (6.2)$$

式中 r、Δ 分别是彗星离太阳与地球距离，n 为光度参数，一般可取 $n=4$。

有时彗星还有令人困惑的爆发现象——彗星亮度在短期内发生突变。例如 1858Ⅲ 彗星($p=5.5$年)在1973 年 5 月20日亮度为14^m，但七天后却亮至4^m，猛增了一万倍。以后在 7 月 4 日到 7 月 7 日的三天内又一次发亮,从 14^m 变为 5^m 增亮了四千倍。霍尔姆彗星($P=6.9$年)几乎每次接近太阳都会发生某种爆发，一些苏联天文学家研究了最近130年来的彗星爆发现象，认为至少有270颗彗星都有可靠的爆发记录。

彗星爆发的原因尚在研究之中，很可能它与太阳某种活动有关，有人认为是太阳高速等离子体流与彗核作用的结果。

§6.4　一些著名的彗星

一、哈雷彗星

彗星世界中最著名的代表、也是第一颗算出正确轨道并预言按时回归的彗星便是哈雷彗星，其公转周期平均为76年，但由于大行星的摄动影响，周期最长时达79.7年，而最短时仅有72.8年，上次回归是1910年 4 月20日，这次回归则是1986年 2 月 9 日（图

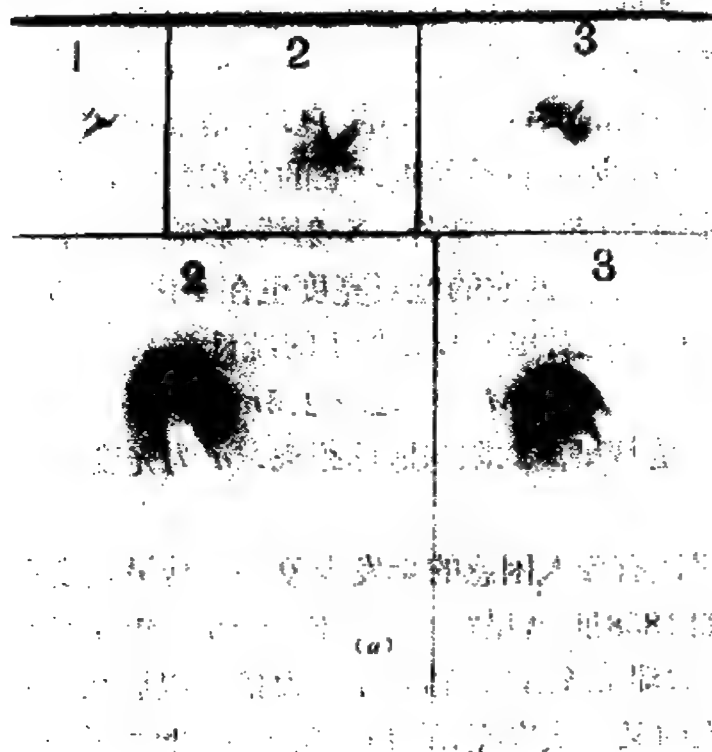


图 6.18　著名的哈雷彗星
(a) 1910年的哈雷彗星（负片）　日期分别为(1)　5 月13日；
(2)　5 月24日；(3)　5 月29日（佘山天文台摄）

6.18)。

哈雷彗星的轨道根数如表6.8，其近日距为8800万千米，在金星轨道之内，远日距则达52.8亿千米，跑出了海王星的轨道范围(图6.19)。

哈雷彗星在我国历史上有十分丰富的记录，自秦始皇七年(公元前240年)至清宣统二年(1910年)的29次回归，都可从中国史书上找到记载，据张钰哲考证《淮南子·兵略训》中："武王伐纣东面而迎岁，至汜而水，至共头而坠，彗星出而授殷人其柄。"即是最早的哈雷彗星的珍贵资料，而时间是公元前1056年。

在历史上哈雷彗星曾引起过很大的风波，直到1910年还有许多庸人自扰，认为在 5 月18日夜间长长的哈雷彗尾要扫过地球，其



(b)

(b) 1986年的哈雷彗星 日期为3月9日

(南京大学天文系摄)

中剧毒的氰化物、一氧化碳将使一切生灵涂炭，因而不少人惶惶不可终日、甚至举枪自戕，充分说明缺乏科学知识的可悲。

哈雷彗星是一颗比较年轻的明亮的大彗星。在公元837年的那次回归时有一夜竟出现过两条彗尾……，据估计，它的原始质量约为10^{16}千克，其彗核的直径不超过25千米①。而每回归一次，它损失的质量有2×10^{12}千克左右，所以估计其寿命不过几十万年时间。

美国天文学家惠普尔(F. L. Whipple)利用1910年的回归资料——从1月8日到6

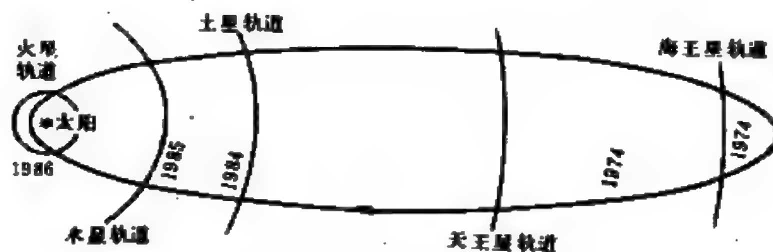


图 6.19 哈雷彗星的轨道

① 根据1986年空间探测，哈雷彗星的核形同花生果，大小为15×8千米，颜色十分黝黑。

月25日洛韦尔天文台拍得的45张底片，曾研究得出结论，它的自转周期为0.4297±0.088日这对于研究哈雷彗星有重大意义，因而1986年回归期间人们将进一步研究这个问题。

根据计算，这次哈雷彗星回归与地球的距离始终不太近，一共有两次接近机会：1985年11月27日彗星离太阳1.54天文单位，离地球0.62天文单位，所以其亮度在6等以下；第二次是1986年4月11日，它离太阳、地球的距离分别为1.33及0.42天文单位，估计亮度为4.5^m，但由于那时哈雷彗星在南半天球，其赤纬为$-47°10'$，所以只有在纬度较低的地方才能作观测。

对于这次回归，国际天文学联合会十分重视，早在八十年代初就成立了专门的IHW（国际哈雷彗星联测）来协调世界各国天文台及业余爱好者的观测事宜。一些国家还准备发射专门的空间探测器来研究哈雷彗星。因此，通过这次世界范围的通力协作研究，将大大深化人们对于彗星的认识。

二、恩克彗星

恩克彗星是木星族彗星之一，虽然它很暗弱，现在一般都需要用望远镜才可观测到，而且已没有了彗尾，但它是人类第二颗预言归来的彗星、也是周期最短（$P=3.29845$年）的一颗。最初的发现报告，使它得到的临时编号为1818b及正式编号1819 Ⅰ。后来才知道，它早已在1786年就被发现过。

德国天文学家恩克首先算出了它的轨道（表6.11），并不厌其烦地追索了它的过去和以后的23次回归日期（表6.12），表中已消除了大行星的摄动，但仍然可以看出，每回归一次，它的周期便减小0.10—0.13日。这表明它的轨道正在逐渐减小，原因即为非引力效应，它的自转方向与轨道运动方向相同。

据此，有人进一步推算了今后恩克彗星的轨道，并认为它将在1994年2月回归时坠入太阳。

表 6.11　恩克当年计算的恩克彗星轨道参数

周期(年)	q（天文单位）	Q（天文单位）	e	i
3.29845	0.33802	4.0937	0.84745	12.3815°

表 6.12　恩克彗星23次回归的周期变化

回归年份	周期(日)	回归年份	周期(日)	回归年份	周期(日)
1786		(1812)	1212.00	1838	1211.11
(1789)*	1212.79	(1815)	1211.89	1842	1210.99
(1792)	1212.67	(1819)	1211.78	1845	1210.88
1795	1212.55	1822	1211.66	1848	1210.77
(1799)	1212.44	1825	1211.55	1852	1210.65
(1802)	1212.33	1829	1211.44	1855	1210.55
1805	1212.22	1832	1211.33	1858	1210.44
(1809)	1212.10	1835	1211.22		

* 有(　)的回归仅是理论推算结果，并无实际观测资料。

不过也有人认为，虽然从1819年后恩克彗星已暗弱得肉眼无法观测了，但最近几十年的多次回归中，它散发出的气体并未见到减少，而且加速度似乎也有所变化，1868年回归以后加速度竟减少了一半，所以很可能它还会存在较长一段时间。

三、比拉彗星

比拉(W．Biela)是奥地利的一个陆军军官，他于1826年3月发现了它，但算出轨道后(表6.13)才知道早在1772年时已有人记录在案了。它也属于木星族彗星。

表 6.13　比拉彗星部分轨道参数

周期(年)	q（天文单位）	Q（天文单位）	e	i
6.62	0.86	6.19	0.75	12.55°

比拉彗星最闻名之处在于它是第一颗在众目睽睽之下分裂的彗星。根据计算，比拉彗星于1846年2月16日回归，罗马一位天文学家首先于1845年11月底找到了它。进入1846年后，它更吸引了众多的观测者。1月13日夜，这颗不太明亮的彗星的彗核分成了两块，分裂出的物质开始时是又小又暗，但过不多久，居然也长出了自己的彗尾。在过近日点时，两者之间的距离已达24万千米(图6.20)。



图6.20 比拉彗星在太阳的潮汐作用下分裂为二

1852年9月，它再度回归时，两颗彗星比翼齐飞，彼此相距240万千米，再也分不出哪是本体，哪是分裂物了。更令人吃惊的是，此后比拉彗星就此消声匿迹，不再出现。1872年11月应回归的比拉彗星仍然无声无息，但人们却在11月27日夜见到了一场极其蔚丽壮观的流星雨(图6.21)，在六、七个小时内，人们见到从仙女座方向迸发出的流星约有16万之多。这使人们第一次领悟到彗星与流星雨之间的演化关系。



图 6.21 比拉彗星的瓦解造成了仙女座流星雨

然而彗星的分裂在历史上早已有过记载。我国《新唐书·天文志》中有“乾宁……三年十月，有客星三，一大二小，在虚危间，乍合乍离，相随东行，状如斗，经三日而二小星先没，其大星后没。”这是世界上彗星分裂的最早记录。在比拉彗星分裂之后，欧洲才认真对待彗星的分裂现象。例如，1860年2月有一个法国天文学家曾在巴西观测到1860Ⅰ分裂为三；1868年5月14日，又有人观测到1868Ⅰ分裂为四颗；1965Ⅷ（池谷-关）彗星则在过近日点后亦分裂成三颗。而且研究后还发现，池谷-关大彗星与1882Ⅱ本是1106年大彗星的两块分裂物。1976年威斯特彗星在经过近日点（2月25日）后的三、四月间分裂成四块（图6.22）。

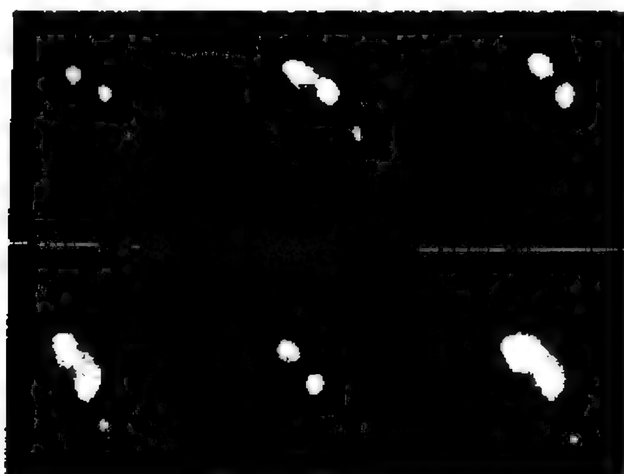


图 6.22 1976年威斯特彗星的分裂，依次的日期为3.8；3.12；3.14；3.18；3.24；3.31；4.1；4.2；4.3；4.7；4.8

四、科胡特克彗星

1973年春，捷克斯

洛伐克天文学家科胡特克(L· Kohoutek)发现了一颗很暗弱的小亮点——1973f。根据当时的亮度(16^m)、距离(离太阳和地球分别为4.8及4.2天文单位)及位置推算轨道，它将于当年12月29日过近日点($q=0.14$天文单位)，其时的亮度若按一般彗星亮度公式(6.2)式将达到-10^m。所以一些人预言这将成为最壮观的"本世纪彗星"，在那年圣诞节前后，不少人兴致勃勃地登上豪华的"伊丽莎白"游轮，希望在大海上饱览大彗星的丰彩。岂料这颗彗星的亮度增加十分缓慢，直到12月间方能勉强用肉眼看见，1600名游客怨声载道，天文学家则窘迫不已，根据事后观测资料，它的最大亮度不足2^m，比预计的暗弱几万倍。

五、池谷-关和掠日彗星

池谷(Ikeya)和关(Seki)是日本两位业余天文爱好者，他们独立地同时在不同地方发现了这颗"神话般的大彗星"1965f，在它过近日点(10月2日)后几天，其总亮度在-11^m以上，足可与满月媲美。根据计算，池谷-关彗星的近日距仅只116万千米，即是说它以480千米/秒的高速度在日面上空46万千米(0.67太阳半径)处疾驰而过。

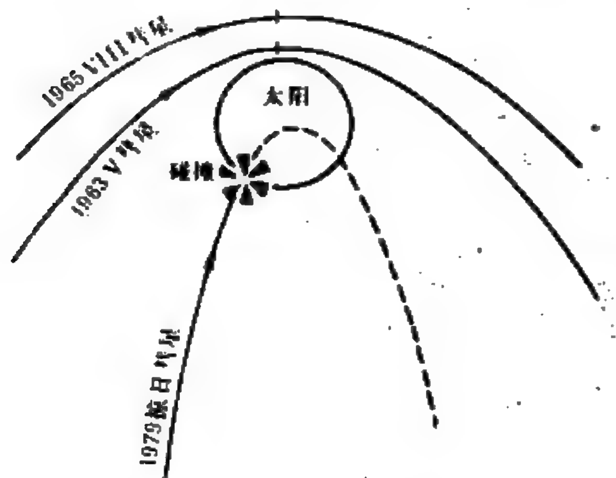


图 6.23　几颗掠日彗星的轨道

由于它的近日点离日面极近，故称之为掠日彗星。历史上最著名的掠日彗星是1608Ⅰ，据推测，它最大亮度达-18^m。它离太阳最近时还不到日面半径的1/3即23万千米。到1970年为止，人们所知的掠日彗星共有9颗：1843Ⅰ、

1880Ⅰ、1882Ⅱ、1887Ⅰ、1945Ⅶ、派列拉彗星、池谷-关彗星、1970Ⅵ。由于其近日点的位置相差无几，因此也称为克罗以茨掠日彗星群(图6.23)。掠日彗星是在温度高达一、二百万度的日冕中穿过近日点的，再加上太阳对它的巨大的起潮力，因此很易熔化或瓦解、分裂，池谷-关彗星在1965年11月4日亦被撕裂为三颗。也有人认为整个掠日彗星群过去都源出于同一颗大彗星。

还有一些掠日彗星的近日距更小，当比日面半径还小时，彗星便必然会与太阳相撞。但由于彗星的质量与太阳相比实在微不足道，其结果只是彗星的毁灭而已。根据美国人造地球卫星*P*78-1的资料，已发现了几起这样的"事故"。例如1979年8月30日，它拍到了1979Ⅺ彗星与太阳相撞被毁的资料；1981年1月27日又记录到一颗彗星与太阳相撞，同年7月20日，则发现一颗掠日彗星在经过日面之后消失了，很可能它已被太阳的高温全部熔化殆尽。

§6.5　流星和流星体

一、流星现象

晴朗的夜晚，蓦地一条明亮的光芒划破星幕，这就是几乎人人都见过的流星现象(图6.24)。流星原是运行在行星际空间的尘埃般的小天体——流星体，当它们闯入地球大气、与大气中分子剧烈碰撞和摩擦时，使得在流星体的周围形成一个由炽热气体和冲击波组成的明亮的包层而为人们所见，同时，它在运行中留下了一条明亮的轨迹——流星余迹。

流星体一般都十分微小、例如亮度相当于1^m的亮流星，其质量不过0.1克左右，因此绝大多数流星均在大气高层中全部烧焚气化了。

对于流星的认识，西方同样深受亚里士多德错误判断的影响，



图 6.24　一颗流星划破夜空

他认为流星是地球的某种蒸发物，因而西方长期来拒不承认流星是天文现象。相反在我国却有丰富而系统的流星、陨星资料，在古籍《春秋》中记述了鲁庄公七年（前687年）的流星雨，这是天琴座流星雨的最早记录。

长期观测流星可取得很有价值的资料，可以了解流星体在太阳系空间的分布状况和运动状况，对于研究太阳系演化提供有用的线索，保证航天飞行的安全。而流星余迹可以利用来进行不受干扰的无线电通讯，至今在国防上还有重要的意义。通过对流星体在大气中产生的声、光、热、电磁等效应，还可以研究地球大气的物理状况。

二、偶发流星和周期流星

通常情况下，一夜内肉眼所见的流星大约在十颗左右，它们象夜空中的"散兵游勇"，完全随机地出现于各个方位和天区，也

很难预料何时会出现流星。流星体越小，它的亮度越低，当流星体的原始质量在几百克以上时，它在高空中不会完全气化，会有部分残骸进入低层大气，成为明亮夺目、沙沙作响的火流星。特别巨大的火流星甚至在白天都能赫然可见。例如1947年2月12日陨落于苏联的西霍得·阿林陨星比清晨的太阳更加耀眼。

除了上述那种偶发流星外，还有一类常常成群出现的流星群(图6.21)。它们有十分明显的规律性，出现在大致固定的日期、同样的天区范围，因此称其为周期流星，或流星群。流星群是一群轨道大致相同的流星体，当与地球大气相遇时，则成为颇为壮丽的流星雨。流星雨有大有小，少则几十颗、多则成千上万，宛如节日礼花。由于透视的原因，流星群都有一个辐射点(图6.25)，似乎万千流星都从这辐射点附近的区域内迸发出来，而通常把辐射点所在的星座名或附近的恒星名作为该流星群的名字。例如1833年11月出现于狮子座的那次流星雨便称为狮子流星雨。这也是历史上最为壮观的一次大流星雨。每小时下落的流星数达35000多，一夜间的流星大约在24万以上(图6.26)。

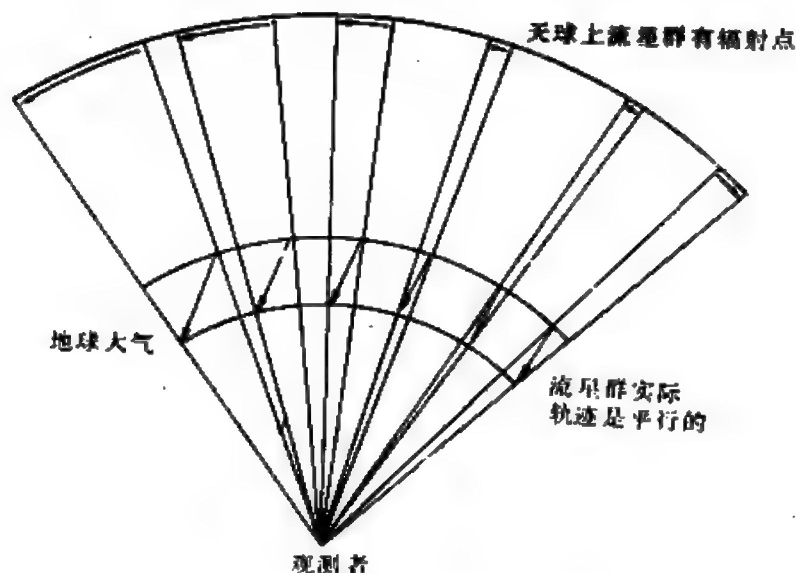


图 6.25 由于透视的原因使流星群出现辐射点



图 6.26　1833年11月波士顿地区所见的狮子大流星雨

三、流星数的变化规律

长期观测表明，流星的出现存在一些规律：

（1）流星数与其大小有关，对于肉眼不能见的暗弱流星平均每降低①一个星等，流星数平均增加2.5倍。即流星体质量越小，数目越多。

① 因为星等数小的星更亮，所以天文学上习惯把星等数增加称为降低，例如8等星变为9等星

(2) 在同一天中，流星出现的几率以黎明前为最大，傍晚时为最小。即下半夜的流星比上半夜多。

(3) 在同一年中，下半年的流星数比上半年多，秋季的流星比春季多。

每天落向地球的流星数目由于观测手段不一，有不同的结果，但大体上的规律是相仿的。表6.14就是一些苏联天文学家的研究结果。

流星的周日变化可以用图6.27来说明：假定地球周围的流星体是均匀分布的，则正如雨中骑车一样，背上淋到的雨显然比胸前少得多，A处(相当于黎明)遇到的流星体当然应比 B 处(傍晚时)更多。

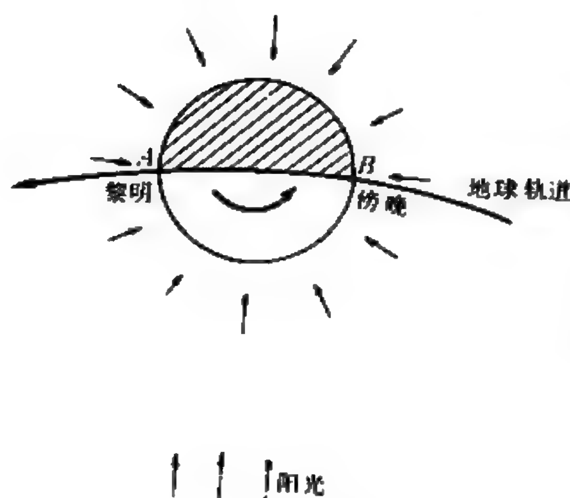


图 6.27 流星数周日变化的原因

表 6.14 每天落向地球的流星数统计

目视星等	对应质量 (10^{-3}克)	流星数目 (10^{3}个)	倍率	目视星等	对应质量 (10^{-3}克)	流星数目 (10^{3}个)	倍率
-3	4600	28		4	6.3	18000	2.54
-2	1600	71	2.54	5	2.5	45000	2.50
-1	630	180	2.54	6	1.0	110000	2.44
0	250	450	2.50	7	0.40	280000	2.55
1	100	1100	2.44	8	0.16	710000	2.54
2	40	2800	2.55	9	0.063	1800000	2.54
3	16	7100	2.54	10	0.025	4500000	2.50

周年变化的规律同样可用运动的合成来解释(图6.28)：流星体多分布于黄道面附近，地球的公转运动的方向始终在太阳西90°处；在春分那天公转的向点即在冬至点ν；显然$h_{\nu}=90^{\circ}-(\phi+\varepsilon)$，

是地平高度最小的时候，辐射点的地平高度越低，能见的流星数当然越少。

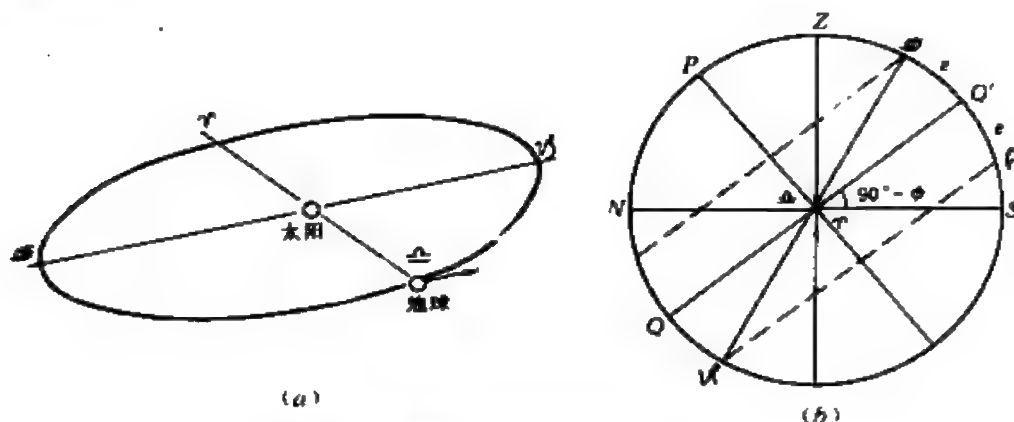


图 6.28　流星数周年变化的原因说明：
a．春分时地球运动的向点在冬至点♑；
b．春分日冬至点♑的地平高度最低

四、流星的观测

流星是最易观测的项目之一，简单的目视观测几乎不需要任何仪器设备。它方便、灵活，当然单个零星资料价值并不太大，但只要持之以恒便会有很好的结果。如果使用小望远镜则可以看到更暗的流星，数目也必将大大增加。目视观测所需记录的是：流星出没的方位、时间、流星的亮度、颜色等等。

流星的照相观测要用强光力、大视场的照相仪，为了获得较暗的流星资料还需要使用高灵敏的感光底片，并可用多架照相仪联合观测。对于偶发流星，照相观测平均要几十小时才可得到一张照片，当出现流星雨时，获得观测资料的可能则大大增加。照相观测的流星资料比较准确、可靠，对于确定流星的高度及运动速度是十分有用的。如配置上光栅或棱镜后，更可以得到流星的光谱资料，以进行流星物理的研究工作。

四十年代后，流星的雷达观测崭露头角，因为流星余迹可以很好地反射无线电波。这种方法能有效地观测白天和阴雨天肉眼

无法见到的流星。一般观测流星所用的雷达波长选择在4—12米。

进入空间时代后，人们还发射了专门的人造地球卫星和行星际自动站来观测和研究流星，并取得了更大的进展。

一个观测点只能定出流星的视方位,即在天球上的投影。要定出其空间位置或高度、运行速度等就需要有两个以上的观测点，这些观测点既不能相距太远，也不宜太靠近，一般选择在50—100千米之间（图6.29)。图中MN是流星余迹,在P点看来在天球上的投影是M_PN_P，在Q点看来则是M_QN_Q。因为P、Q相距不远，它们的子午线方向可以看作平行线，只要已知PQ间的距离a及P对Q的方位角Δ，则不难从两地测得地平坐标(A、h)，求出流星的高度和距离。

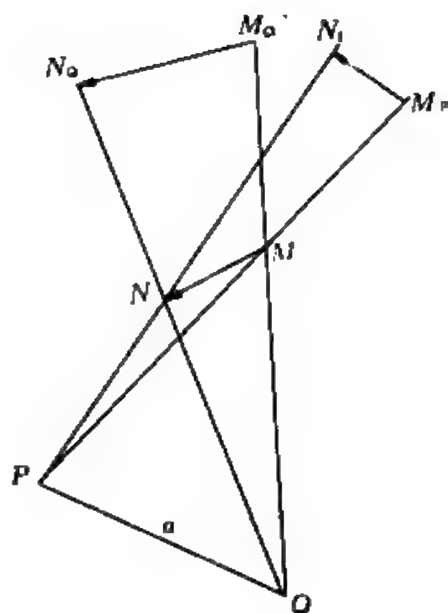


图6.29 两观测点P、Q所见的流星分别是M_PN_P及M_QN_Q

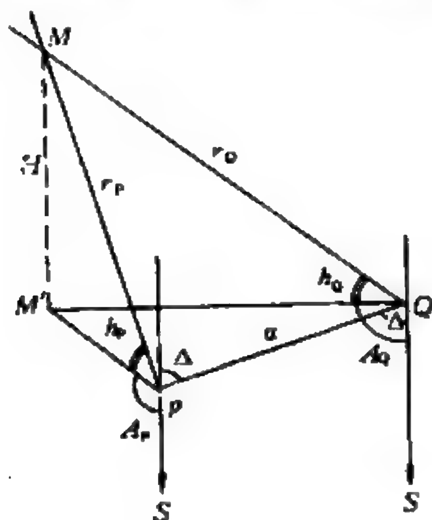


图6.30 两地测流星的原理图

以M点为例,它在地面上投影为M'(图6.30),则利用$\Delta PQM'$的正弦定理有:

$$\frac{a}{\sin(A_P-A_Q)}=\frac{PM'}{\sin(A_Q-\Delta)}=\frac{QM'}{\sin(A_P-\Delta)} \qquad (6.3)$$

则流星离地面的高度 H 及离 P、Q 的距离 r_P、r_Q 可由下式给出

$$\left.\begin{aligned} H &= \frac{a\sin(A_Q-\Delta)}{\sin(A_P-A_Q)}\operatorname{tg} h_P \\ H &= \frac{a\sin(A_P-\Delta)}{\sin(A_P-A_Q)}\operatorname{tg} h_Q \end{aligned}\right\} \quad (6.4)$$

$$\left.\begin{aligned} r_P &= \frac{a\sin(A_Q-\Delta)}{\sin(A_P-A_Q)\cdot\cos h_P} \\ r_Q &= \frac{a\sin(A_P-\Delta)}{\sin(A_P-A_Q)\cos h_Q} \end{aligned}\right\} \quad (6.5)$$

同样也可测得 N 点的高度和距离，加上时间的记录则可测出流星的运行速度。从观测中统计得出，大多数流星出现在80—120千米的高空范围，更高处由于空气较稀而不会发光；而在更低的高度，大多数流星已燃烧气化不再存在，只有那些原始质量很大，进入大气速度较慢的流星才有可能进入更低的大气层。

流星相对于地心的速度均在11—72千米/秒之间。这表明流星体原来绕太阳的速度最大不超过42千米/秒，小于那儿的对太阳的逃逸速度，即流星体实际轨道是椭圆。

五、流星群的形成

应当说流星体有多种不同的来源，它们可能是当初形成行星、卫星后的残余物质，可能来自大行星某种爆发后的产物，也有可能是太阳系小天体间互相撞击的碎片，更可能是彗星的瓦解物。现在一般认为那些偶发流星，尤其是那些巨大的火流星，大多与近地小行星有关，而对于周期流星或流星群而言，显然与彗星的瓦解物有密切的关联。如前所述的比拉彗星，人们便目睹了它逐渐瓦解的过程(图6.31)。有的彗星瓦解较为彻底，整个轨道上物质分布比较均匀，这样，地球每年穿过它的轨道时都会有规模大致相同的流星雨发生。有些彗星的瓦解物在轨道上仍然成团分布，并

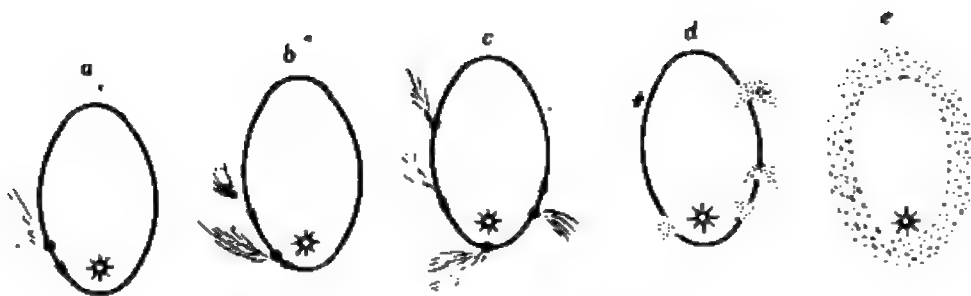


图 6.31 彗星逐渐瓦解为流星群

不均匀，这时虽然流星雨出现的日期和天区每次大致相同，但并不是每年都会发生，有的几十年才出现一次。

利用雷达及光学观测已测出了很多流星群的轨道，表6.15列出了一些最著名的流星群，有的流星群所对应的彗星一时找不到资料，很可能是早已瓦解殆尽了。

从流星雨开始出现到完全消失所持续的日期及单位时间内观测到的流星数目，便可以求出该流星群的分布范围及空间密度，从而推算出它的总质量。例如英仙座流星群总质量约为 5×10^{11} 千克，仅是地球质量的 10^{-13}。当然，不同流星群的质量也不尽相同，但它的上限应当是彗星的质量。由此可知，流星群的质量不会很大，而统计表明，进入地球大气的流星绝大多数仍然是偶发流星，流星群仅占20—25%左右而已。

§6.6 陨星和陨星雨

当流星体的原始质量很大时，与空气摩擦产生的几千度高温并不能使它全部烧毁气化，在它们到达离地面20—25千米处时，大气阻力使它们失去了宇宙速度而大致以均匀的速度垂直陨落于地面，称之为陨星。我国早在铜器时代就用陨铁来制造兵刃、农具，史书上记载的陨星有700多次，其中50次有确凿的陨星实物。

表 6.15 九个主要的流星群与彗星关系

流星群名	可见日期	出现率最高日期	辐射点		对于地心的速度(千米/秒)	有关彗星
			α	δ		
天琴流星群	4月20日—4月24日	4月22日	18^h08^m	+32	48	1861 I
宝瓶η流星群	5月2日—5月7日	5月5日	22^h24^m	0	59	哈雷
宝瓶δ流星群	7月22日—8月1日	7月31日	22^h36^m	-8	43	?
英仙流星群	7月27日—8月16日	8月12日	3^h04^m	+58	61	1862 III
猎户流星群	10月17日—10月25日	10月21日	6^h24^m	+15	66	哈雷
金牛流星群	10月25日—11月25日	11月8日	3^h44^m	+18	30	恩克
狮子流星群	11月16日—11月19日	11月17日	10^h08^m	+22	72	1866 I
仙女流星群	11月17日—11月27日	11月25日	1^h40^m	+43	16	比拉
双子流星群	12月7日—12月15日	12月14日	7^h28^m	+32	37	?

一、陨星的成分及分类

按陨星的化学组成，一般可以分为三大类。

1. 铁陨星（陨铁） 主要成分是铁镍合金，平均密度在$(7.5—8.0)\times10^3$千克/米^{3}间。根据分析，一般铁的含量在90%以上，镍占8—9%，此外还常含有钴(0.6%)、磷(0.2%)等，有些还有微量的碳、硫、铬和铜等。铁陨星在陨星中约占6%。

2. 石陨星（陨石） 这是陨星中最常见的一类，约占92%，它的主要成分是硅酸盐，也有一些铁镍合金，平均密度$(3.0—3.5)\times10^3$千克/米^3。石陨星主要成分是氧(41.0%)、铁(15.5%)、硅(21.0%)、镁(14.3%)。

3. 石铁陨星（陨铁石） 介于前两者之间，铁镍和硅酸盐大约各占一半左右，其平均密度在$(5.5—6.0)\times10^3$千克/米^{3}间。其主要成分是铁(55.3%)、氧(18.6%)、镁(12.3%)、硅(8.1%)。陨铁石更为少见，大约在陨星中仅占2%左右。

在航天飞行实现之前，陨星是人类唯一可以进行直接研究的天体，因而对陨星的分析工作很早就已开始了。大量资料表明，陨星中并没有地球上不存在的新元素，最丰富的有铁、氧、硅、镁、镍、硫、钙、铝等等，其中氧和硅都是以化合物的形式出现的。虽然在陨星中并没有新元素，但它们的丰度与地球并不相同。从矿物构成而言，已在陨星中发现的矿物有106种，其中大多数是地球上常见的，如橄榄石、长石、顽火石、辉石、石墨、铬铁矿等等，但也有24种矿物如镍碳铁石等却是地球上没有的，而地球上很多的氢氧化物及三价铁盐在陨星内则极少见。最近二十多年来，陨星的研究分析工作又取得了新的进展——发现了陨星中存在有水份及种类繁多的有机物，如烷族、芳香族、脂肪族烃类、卟啉、嘌呤、嘧啶、氨基酸等等，计有61种之多。对于这些有机物的由来，有几种不同的解释，但无疑这对于探讨有机物及生命起源有重要

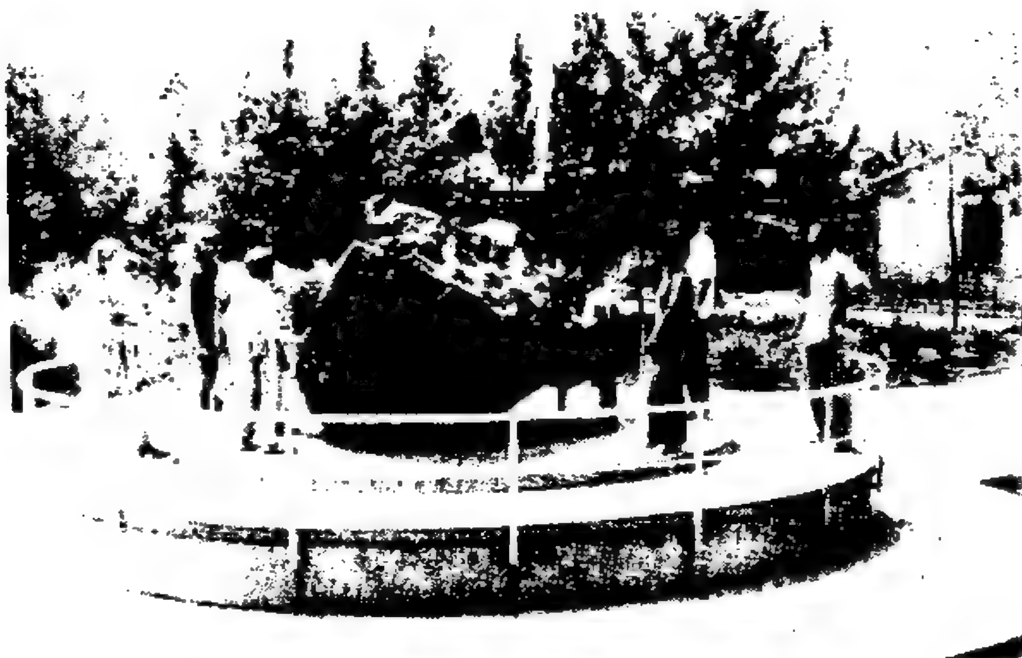


图 6.32 新疆大陨铁——世界第三大陨铁，重约30吨



图 6.33 吉林 1 号陨石——世界上最大的石陨石，重1770千克

的价值。

二、陨星的大小

陨星大小不一，过于细微的陨星常为人忽略而被埋没，因而尽管每天落于地球的陨星数以十万计，但以前人们所知的陨石或陨铁不过两千左右。七十年代末，科学家在南极地区却获得了意外的收获。冰雪及低温为人们保存了大量的陨星，短短几年中，美、日、苏等国在南极地区找到的大小陨石超过了3000块，并发现了来自月球及火星的陨星。日本科学家还在南极找到的陨星中发现了多种地外形成的氨基酸。这些发现无疑都有很深远的意义。

目前已知的、世界上最大的陨铁是落于纳米比亚的戈巴大陨铁，它大致成长方体，大小为2.5×2.5×2米^3，重量约在60吨左右，至今还在荒漠之中。这块陨铁的独特处在于它含镍量特别高，达16%以上。而地球上的自然铁中镍含量通常小于1%，最多不会超过3%。第二大的陨铁是1815年在格陵兰冰层中找到的约角1号陨铁，重33吨。第三位的是中国新疆大陨铁(图6.32)。它原陨落于新疆沙漠之中，现保存在乌鲁木齐市。

由于石陨星在陨落时经不起高温、高压气流的巨大冲击，常会在陨落中爆裂炸碎，因而陨石一般都比陨铁小。现在保存的最大石陨星是1976年3月8日陨落于吉林的吉林1号陨石，重1770千克(图6.33)。第二大的石陨星是1948年2月18日落在美国的诺顿——富尔内斯陨石(1079千克)。

石铁陨星由于实物很少，现知最大的石铁陨星仅不过200千克左右[1]。

陨铁常具有一些特殊的合金结构，表面上与人工冶炼的铁块

---

1 据我国科学工作者最近考证，山东省莒南县有块被称为"神牛"的大铁块实际上是罕见的石铁陨星。倘能进一步加以确证，则它便为石铁陨星之冠——长1.4米，最大宽度0.8米，重约4吨。

有些相象，然而它具有灰色的熔壳，切开后还能见到黄色的硫化物包体。陨石则比一般的岩石密度大，表面有一层很薄的黑褐色熔壳，上面还常留有象指甲形的小凹纹——气印。

当然，实际陨落于地球的陨星应当很多的，只是大部分落入了海洋或荒芜人烟的地区而不为人们所知罢了。按不同的方法估计，每天落向地球的陨星物质在10^4—10^6千克之间。有人担心陨星是否会造成人身伤亡或其他意外事故？应当认为这种担心是完全多余的。目前所知道的"陨星事件"，最严重的只砸死了几只羊(1836年，巴西)和一条狗(1911年，埃及)，也有过一些造成建筑物受损的情况，如1969年澳洲一颗陨星打穿了屋顶，但还未有任何人身伤亡的记录。

五十年代人造卫星上天后，又多了一种"人造陨星"，到1982年底为止，人类发射的人造天体总数已超过了13000个(包括卫星、



图 6.31　美国"天空实验室"在大气中坠毁

火箭及火箭碎片），已坠毁的近9000个。现在几乎每天都有碎片陨落，它们曾几度引起了人们极大的恐慌，尤其是苏联两颗带有核装置的“宇宙-954”(1978年1月24日)、“宇宙-1402”(1982年12月18日）及70多吨的美国“天空实验室”(1979年7月11日)的坠落都曾轰动一时(图6.34)，甚至引起了一些外交纠纷。

三、玻璃陨石和陨冰

除了三类陨星外，还有一类更加稀罕的玻璃质陨石。它们一般比较小，只不过几厘米大小，多数呈钮扣或泪滴状，颜色有深褐色、墨绿色及黑色的，有的半透明状、有的象玻璃一样透明(图6.35)。分析表明，其中70—80％是二氧化硅、11—15％是三氧化二铝，还有少量的铁(氧化物)、镁、钙、钾、钠、钛、锰及其他微量的元素，但不含水。



图 6.35　奇妙的玻璃陨石

令人奇异的是它不象普通陨星那样遍布于全球各地，而仅限于某些特殊的地区(表6.16)，在那些地区常可找到成千细微的玻

表 6.16　玻璃陨石的主要散布区域

散布区名	包括的主要地区	相应陨石年龄(万年)
亚澳散布区	中国(雷州半岛、海南岛)、印度支那半岛、菲律宾、印尼、澳大利亚	70*
象牙海岸散布区	象牙海岸、加纳及附近海域	100
莫尔达维散布区	捷克斯洛伐克西南部伏尔塔瓦河流域	1500
北美散布区	美国得克萨斯州，佐治亚州，华盛顿地区	3200－3400

* 澳大利亚的玻璃陨石年龄为400万年。

璃陨石。

中国早在1000多年前便有了有关玻璃陨石的记载，亦是世界上最早的记录，在海南地区称之为"雷公墨"，形容其"扣之铮然，光莹可爱"。西方最早是生物学家查·达尔文(C. Darwin)于1844年在澳大利亚的发现记录。

玻璃陨石的成因虽然尚未有定论，但一般倾向于它不是真正的"天外来客"。很可能是在史前时期在那些地区受到了大陨星猛烈撞击，地壳表层的沙岩物质在受到巨大冲击后成为高温的融熔状态，并在向四处溅飞过程中迅速冷却而形式了这种非结晶体的玻璃物质。"阿波罗"登月的宇航员发现，在月面的尘土中也夹杂着大量细小的玻璃小球便是这种假设的有力佐证。

近年来，人类又逐渐知道了还有另一种陨星——陨冰。

陨星在降落过程中表面温度常常达到三、四千度以上，很多物质都被灼热气化，过去谁也没有想到会有陨冰能到达地面。所以，1983年4月11日我国无锡市东门降下一块陨冰时，翌日《新华日报》首先报导说是气象史上罕见的"大冰雹"，后经我国天文学家的努力，从人造卫星拍摄的当天的云图上找到了它自宇宙空间进入大气的轨道痕迹，以此证明它是一块罕见的陨冰。

在国外，确凿的陨冰记录也仅有二次：1955年8月30日，有一块陨冰陨落在美国威斯康星州的卡什顿城郊外，据报道，它落

地时断成两截，重约 3 千克，表面上有许多宽而浅的凹槽。第二次陨冰落于苏联莫斯科地区一个农庄的果园中，时间为1963年 8 月27日，碎冰块的总重量估计为 5 千克。

陨冰记录所以如此绝无仅有也是容易理解的，因为它极难保存，在古代即使落下冰块也无法证实它是"天外来客"。在中国史籍中也仅见"同治元年(1862年)秋，日方午，有大星坠入零陵县西乡雷家冲田中。大如斗而圆，色白，其声訇訇，久之化为水。"这很可能也是世界最早的陨冰记录。

但至今仍有些学者对此尚有疑虑，认为证据尚不充分，他们倾向于上空降下的冰块可能仍是地球大气内的产物。

四、著名的大陨星及陨星坑

1. 通古斯陨星　1908年 6 月30日晨，一团来自太空的巨大火球掠过印度洋碧波，越过喜马拉雅山群麓，以雷霆万钧之力向西伯利亚飞驰而去，在贝加尔湖西北约800千米的通古斯地区上空猛烈地爆炸开来……。

当时下落的火球比清晨的太阳更加耀眼刺目，大爆炸的冲击波绕地球上空迴荡了两圈，几乎世界上所有地震记录仪都描下了一段不寻常的曲线。下落时引起的森林大火使60千米范围变成了焦土，800千米以外都可见到不寻常的火光，惊心动魄的爆炸巨响传至1000千米之外。人们估计，通古斯陨星的原始质量可能有数万吨。然而令人惊讶的是以后多次考察(当时沙俄统治下，无法到达这荒漠的原始森林地区)，竟没有找到任何陨石或陨铁的碎片，陨星坑也出乎意料的小，最大的直径不超过50米，因此，这成为历史上著名的科学之谜。有各种各样的假设，甚至有人不惜以"外星人"或"黑洞"来说明这一异常事件。但看来，众多假设中"以彗星说"最有说明力，即认为通古斯陨星可能是恩克彗星彗核中的一块碎片，如果真是如此，那是罕见的特大陨冰事件。

2．吉林陨石雨　1976年三八国际妇女节下午，我国吉林地区上百万群众目睹了一次十分壮观的大陨石雨。那天下午3时01分，一团光亮夺目的火球出现于东方天空，伴随着低沉的滚雷声向西疾驰而来。它先炸成几个小火球，随后又变成万千金石轰然下落。根据考察，这场陨石雨面积近500平方千米，是世界上分布面积最广的一次陨石雨。在当地群众的协助下找到了100多块陨石共2700千克。其中1号陨石重1770千克，当它落地时，地面上升起了一股高达50米的"蘑菇云"，地上砸出了直径2米、深6.5米的坑洞。近两世纪来比较大的7次陨石雨列于表6.17中。

表 6.17　几次著名的大陨石雨（按时间先后）

陨石雨名	国家	日期	找到陨石数
埃格里	法国	1803年4月26日	3000
普尔图斯克	波兰	1868年1月30日	3000
赫斯勒	瑞典	1869年1月1日	1000
莫格	罗马尼亚	1882年2月3日	3000
霍尔布鲁克	美国	1912年7月19日	14000
西霍特-阿林	苏联	1947年2月12日	几千
吉林	中国	1976年3月8日	100多

对吉林陨石雨的研究使人们获得了极其宝贵的资料。从它的飞行轨迹推算出了它在宇宙间的原始轨道（这也是现在仅知道四个陨星轨道之一），而同位素分析又帮助人们了解太阳系形成初期物质的分馏和凝聚过程，还证明了它的母体来自阿波罗型小行星。

3．亚利桑那大陨星坑　1891年在美国亚利桑那州北部的荒漠之中，发现了一个直径达1245米、深172米的大陨星坑(图6.36)，石灰岩和砂岩组成的坑壁高出地平45米，在它坑底的大堆石砾中有许多铁片，其中的石块有明显的熔化痕迹，内部还杂有许多细小的镍铁颗粒。这种奇特的石块一直遍布到10千米范围。人们在那儿已搜集到了几吨陨铁碎片，最大的一块有450千克，根据推

算，这是约在2万年前一块重10多万吨的铁质陨星坠落所造成的坑洞。

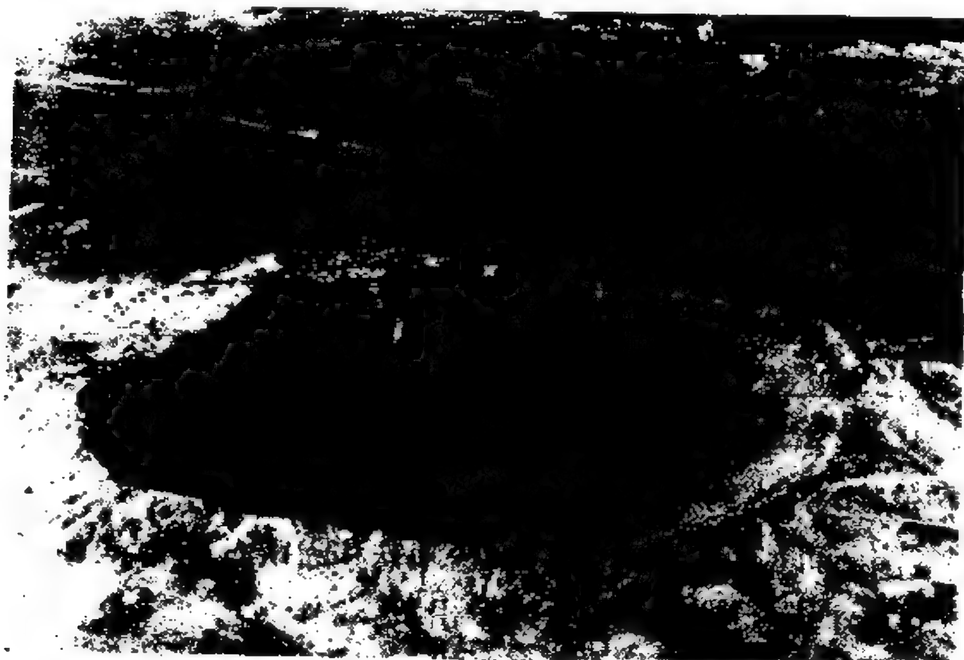


图 6.36 亚利桑那陨星坑直径1245米，深172 米

陨星坑是陨星撞击的产物，然而由于地球大气的风化作用，绝大多数早已被破坏得无从辨认了，现在确证的尚有150多个。人造地球卫星上天后，又陆续发现了一些更加巨大、直径达几十甚至上百千米的陨星坑，例如，最近在苏联东西伯利亚的哈坦加河的一条支流波皮伽伊河流域发现了一个直径达100千米、深400米的圆形凹地，形状与陨石坑极为相似。当然，这还有待于进一步证实。

五、陨星与小行星、彗星的关系

很多证据表明，陨星的母体最初是小行星，从现在仅知的四颗大陨星的轨迹看来，它们与阿波罗小行星几乎没什么区别（表6.18），加上 ^{38}Ar 同位素测定，已确证吉林陨石确实原是一颗阿波罗型小行星。大约在800万年前，它由于碰撞而碎裂，终于成为

表 6.18 四颗陨星与阿波罗小行星的轨道比较

名称		a（天文单位）	e	i	q（天文单位）	Q（天文单位）
陨星	吉林（中国）	1.82	0.48	6.3°	0.94	2.71
	普列布拉（捷克）	2.42	0.67	10.4°	0.79	4.05
	劳斯特城（美国）	1.66	0.42	12.0°	0.97	2.35
	英涅斯利夫（加拿大）	1.8	0.44	?	1.0	2.6
小行星	（1862）阿波罗	1.47	0.56	6.35	0.65	2.29
	（2101）阿多尼斯	1.87	0.76	1.37°	0.45	3.29
	（1864）代达罗斯	1.46	0.61	22.16°	0.57	2.35
	（1866）西绪福斯	1.89	0.54	41.14°	0.87	2.91

一颗单独的，大约 5 吨重的流星体陨落。

不仅如此，从陨星的分类看，陨铁和陨铁石与 *M* 类小行星十分相似，而陨石则与 *S* 类小行星相当。

然而，陨星现象是丰富多彩的。如前所述，通古斯陨星实际上很可能是彗星中一块彗核物质。一些天文学家曾仔细研究了通古斯母体的空间轨道，发现它确与恩克彗星较接近，因而他们认为这块物质的原始质量在五千万到五十亿千克间，在它以大约40千米/秒的速度闯入大气时，它对空气的巨大冲击作用产生了数以千万吨计的氧化氮，于是导致了这惊天动地的大爆炸。

实际上，陨冰包括无锡陨冰都可能是彗星的碎块，但在落地以前人们是很难区分出它是陨石、陨铁还是陨冰的。

§6.7 行星际物质

随着人类对宇宙认识的逐渐深入，现在知道，在广袤的行星际空间里并非是一无所有的真空状态。尽管物质已经极其稀薄，但

还是有尘埃物质和气体充斥于整个太阳系的空间。事实上，作为行星际物质，除了行星际尘埃、行星际气体外还应包括行星磁场、宇宙线及各种波长的电磁辐射。

一、行星际尘埃

这是指散布在地球大气以外整个太阳系空间中的固态物质，它们十分细小，大小从微米到厘米都有。空间探测器甚至记录到了10^{-18}千克的固态粒子。当然，许多流星体也属于行星际尘埃，而且是它们的主要组成部分。此外，来自恒星际空间的宇宙尘、残存在太阳系内没有参加行星形成的小星子、小行星间碰碎的残骸、彗星的瓦解物等都是行星际尘埃的成员。

目前对于行星际尘埃的了解还很肤浅，根据地面的雷达观测和行星际探测器以及"阿波罗号"宇航员放置于月面上的仪器所得到的资料，尚不能对太阳系整个空间作整体描述，因为空间探测器所经历的地区仍是有很大局限性的。研究表明，即使不考虑流星群的因素，流星物质分布仍是很不均匀的。地月系统附近的行星际尘埃密度比较大，在没有流星群的时候，计及质量10^{-10}千克的尘埃，平均每小时每平方米落向地球为7.2×10^{2}次，密度大约为10^{-18}—10^{-20}千克/米^{3}，而在离此不远的区域，几乎就小了一个数量级。

但也有一些资料认为，在内行星区域，行星际尘埃的密度变化并不太大，而从地球以外的区域却大致与r^{-2}成比例，而且似乎小行星带内的密度也没有太大的变化。

行星际尘埃大多集中在黄道面附近，它们同样也在绕太阳作开普勒运动，而且都是椭圆轨道，然而它们的轨道却是多种多样的，方向也是顺、逆均有，而不象行星那样具有"同向"、"共面"、"近圆"等特性。

二、行星际气体

行星际空间除了尘埃物质外，还有极其稀薄的由带电粒子组成的行星际气体，其主要成分是质子、电子以及氦、碳、氮、氧等元素的核，还有很微量的重元素的核，但从宏观上讲，行星际气体是电中性的。

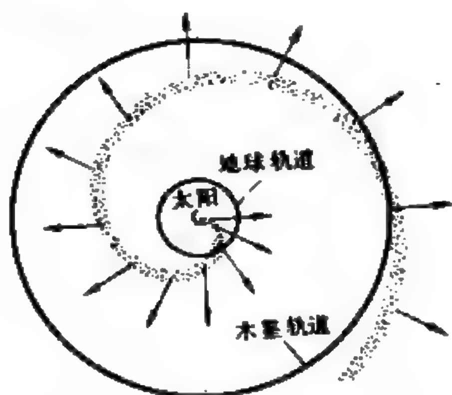


图 6.37　行星际气体主要来自于太阳风

在本世纪初时，人们还以为行星际气体来自太阳的微粒辐射——即是太阳表面活动区所发出的高能电子，但现在查明并非如此。行星际气体来自太阳日冕区所发出的"太阳风"(图6.37)这首先是从彗尾研究而得到的结论，太阳风的各种参量都是经常在变化着的，但其主要的成分却是不变的，主要为质子(氢原子核)和电子，其次是氦核(§7.5)。

除了太阳风外，行星际气体还有其他的来源：来自恒星际空间的中性氢原子气体，来自彗星(彗头、彗尾)蒸发出来的气体物质，来自大行星高层大气分子的逃逸……。

三、其他行星际物质

在行星际空间，除了有固体尘埃及等离子体状态的气体物质外，作为"物质"还应有各种波长的电磁波，从高能γ射线到无线电波都是一种物质，更加普遍的还有行星际磁场及宇宙线。各种电磁波不仅来自太阳，而且也有恒星的辐射，近年来还发现两颗巨行星也有红外辐射、射电辐射，甚至还有 X 射线辐射。

行星际磁场起源于太阳及行星的普遍磁场，但后者的影响较小，一方面太阳风大约以几百千米每秒的高速度沿径向向外运动，

另一方面，太阳又在不停地自转，这样就形成了一种独特的“扇形结构”(图6.38)，在太阳的赤道面上呈现为典型的阿基米德螺线形式。一般它们可分为四个不同区域，在同一区域内磁场的极性相同，而相邻区域的磁场极性相反。

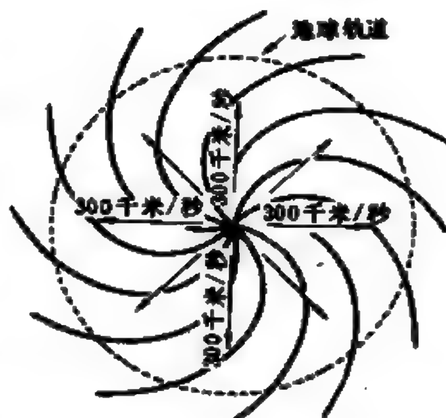


图 6.38 行星际磁场的扇形结构

行星际磁场从大尺度而言呈现出扇形结构，但从局部的小尺度讲来，却又有一些起伏和不规则性，尤其在太阳活动比较剧烈的时候，都会引起行星际磁场较大的变化，另外，太阳发出的带电粒子流也会产生磁场，并与之产生复杂的相互作用。在地球轨道处，通常的行星际磁场强度为几伽，虽然很弱，但却对宇宙线、地球及行星磁层都有重大影响。

四、黄道光

在低纬度观测条件较好的地方，在春季黄昏之后或者秋天的黎明之前，往往可以见到一种淡淡的银白色的三角形光锥，从地平沿黄道方向伸展开去，这就是黄道光(图6.39)。春天时候，它出现在西方，并随着夜幕渐降而很快没入地平之下；秋季它出现在东方，又很快就被晨曦所淹没，所以其可见的时间甚为短促。

从分光观测发现，黄道光的光谱与太阳光谱几乎完全相同，说明这是微粒物质(约0.1—1微米)反射太阳光，黄道光曾为行星际物质存在提供了一个有力的证明。在我国史籍上，在元初便有了记录，西方则从乔·卡西尼开始首先进行系统研究。

观测表明，黄道光对于黄道面大致对称分布，而朝太阳的方向增强，而且其随日心距的分布曲线可以与太阳上F日冕(§7.5)的分布曲线相衔接，因此也有人认为黄道光实质上是太阳F日冕



图 6.39　黄道光

（尘埃冕）的外围组成的。

黄道光的亮度并不固定，有较复杂的变化，其中有长期项也有短期项，但总的说来其强度很弱，而且常常受其他夜天光和地球大气散射的影响。

形成黄道光的尘埃物质的总质量极小，根据它们对太阳大致成透镜状的分布状况，有人推算从太阳到地球轨道其总质量不过10^{15}千克，仅与一个直径10千米的小行星质量相当。

五、对日照

在黄道上黄道光向太阳一直可以延伸到太阳的近旁，而在背太阳方向其亮度不断下降，然而到离太阳135°左右，亮度反而有所增加，并在离太阳180°处又达到极大值，这就是对日照。

对日照的亮度更比黄道光暗弱，但与周围背景相比，却明显地明亮些，其范围有时可达10°×20°，大致呈卵形。由于它十分微弱，几乎任何人为的光亮都足以使它相形见绌而无法观测，所

以直到1856年才由丹麦天文学家勃罗森(T. Brorsen)首次观测到这种天文现象。一般讲来，观测对日照最好选择低纬度、远离城市的高山地区，最有利的观测日期是在三月和九月。

形成对日照的原因有多种假设，但一般说来倾向于它是行星际尘埃物质反射太阳光而形成的。

§6.8 太阳系起源与演化概述

众所周知，天体、地球、生物及人类的起源乃是当今自然科学基本理论中著名的“四大起源”问题，一直为世人所瞩目。而前二者都涉及到太阳系天体的起源及演化——太阳系起源问题。从古代盘古开天辟地的神话及《圣经》中“上帝创世”的宗教迷信，直到十七世纪初由西方称之为“哲学和现代宇宙学之父”的法国哲学家笛卡尔(R. Descartes)提出的旋涡假设以及今天的各种科学理论，人们对此进行了不倦的探索，虽然目前尚未有重大的、根本性的突破，但毕竟已有了巨大的进展。

一、灾变说和星云说

太阳系由何而来？至今已有五十多种不同的学说或假设，但就其实质而言，大致可归结为两大阵垒——灾变说和星云说。灾变说的实质是认为太阳系天体是在一次突然的巨大的剧变中产生的，太阳先于行星和卫星之前形成；星云说则主张整个太阳系(包括太阳)都是由同一块星云物质凝聚而成的。从最近半个世纪的发展看来，星云说取得了很大的进展，以致于一些原先主张灾变说的天文学家也先后放弃了原来的观点，改而从事研究星云说了。

历史上最早的星云说是笛卡尔在1644年提出的“旋涡说”(天、地、太阳系都在混沌的旋涡中产生)，第一个灾变说是法国动物学

家布丰(G. L. L. Buffon)于1745年提出的"彗星说"(彗星从太阳上撞出的物质形成了行星、卫星等天体)。但由于宗教界的横加干预，前者的著作被列为"禁书"，后者在宗教法庭的淫威下被迫宣布"改变观点"。

第一个在科学上产生巨大影响的是"康德 拉普拉斯星云说"，分别由德国哲学家康德(1755年)及法国数学家拉普拉斯(1796年)独立提出，它们都能从科学的角度来说明太阳系的一些主要特征，并且都认为太阳系是由一团星云物质通过万有引力等自然规律作用而逐渐形成的。虽然康德学说比拉普拉斯学说早41年提出，但当时康德是以匿名发表的初作，仅仅只印了几十本，其中哲理多于科学，因而鲜为人知，直到拉普拉斯用数学和力学定律重又讨论这个问题时才使它风靡一时，并取得了空前的成功。

二十世纪四十年代以后出现的星云说称之为"现代星云说"，它有以下几个最显著的共同特点：

(1) 吸取了康德 拉普拉斯学说中精髓和合理部分——太阳系由同一团星云在自然规律作用下逐渐形成。

(2) 充分运用了现代科学的理论及空间探测新资料，包括现代恒星早期演化理论及灾变说中一些个别的合理部分。

(3) 逐渐进入定量计算及模拟试验的阶段。

几十种现代星云说中影响较大及比较成熟的有以下几个人提出的学说：1962—1976年瑞典的阿尔文(H. Alfvén)、1955年英国的霍伊尔(F. Hoyle)、1962年在美国工作的加拿大人卡梅伦，1969年苏联的萨夫龙诺夫(B. C. Сафронов)，以及1970年日本的林忠四郎(C. Hayashi)。我国已故的著名天文学家戴文赛从五十年代后期也开始致力于研究太阳系起源问题，并且于1977—1978年提出了一个能比较全面、系统、有内在联系的论述太阳系主要特征的由来及太阳系各类天体起源的新星云说。

灾变说是在康德 拉普拉斯古典星云说遇到了无法逾越的困

难——角动量分布异常[1]——而出现的。从1878年新西兰天文学家比克顿(A. W. Bickerton)开始，十九世纪末到二十世纪四、五十年代也曾出现过二十多种不同的灾变说，它们都仰仗两颗或三颗恒星的彼此接近或碰撞这样的偶然事件来解释太阳系的起源。但它们既不能真正解决角动量问题，又无法回避宇宙间恒星彼此接近的几率极小的矛盾，因此到五十年代便渐渐走向衰落。

二、行星和卫星的形成方法

在星云如何凝聚成行星和卫星问题上，现代星云说各学派观点互有较大的分歧，大致可以归结为有五种可能的途径：

(1) 先形成环体，由各个环体独立集聚成行星。

(2) 先形成大的原行星，在演化过程中再失去一部分或大部分物质而变成行星。

(3) 先形成许多质量为10^{25}千克的“中介天体”，再形成行星、卫星。

(4) 星云物质由于流体力学作用而形成规则的大小旋涡，旋涡形成行星、卫星。

(5) 星云通过尘粒、粒子团形成星子，再由星子集聚成行星和卫星。

比较起来其中“星子集聚”学说更受人重视。戴文赛学说也主张星云在一面收缩一面旋转时，物质向对称面沉降，形成内薄外厚的星云盘(图6.40)，并在中间形成一个固体微粒组成的“尘层”，在它达到一定的密度时，便会瓦解成许多粒子团，它们靠自身的

---

① 1861年法国科学家巴比内特(J·Barbinet)首次指出：太阳系既是同一星云形成，那末单位物质所有的角动量应当大致相同，但计算表明，太阳的质量占太阳系质量的99%以上，可是太阳的角动量却只是太阳系总角动量的2 [illegible]左右。这即是著名的太阳系角动量分布异常的问题，所有关于太阳系起源的学说都必须首先对此作出回答。

引力收缩成大大小小不等的星子。由于星子活动范围有限，又有各种不同的轨道，因而频频发生碰撞。

星子间的碰撞可以产生两种结果：当彼此间大小相差悬殊，或者相对速度不太大，则它们就会结合——“碰撞吸积”；相反，若两者大小相差不大、又以高速接近，则会撞碎，变成更小的星子。但在漫长的岁月中，这些被碰碎的小星子多数终究又会为大星子所吸积。在这种吸积过程中，一定的区域内会产生一个相对说来最大的大星子——行星胎，行星胎生长到一定质量时，还能以“引力吸积”① 的方式大大加快物质凝聚的速度，而成为行星。当然，星子具体如何集聚是个涉及到许多不确定量的复杂问题，因此各人具体的计算结果彼此不尽相同，也很难进行类比，作为一个数量级的概念，则可以戴文赛的工作为例(表6.19)。

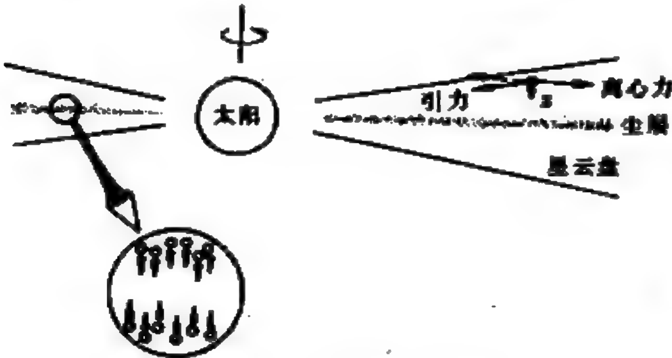


图 6.40　太阳系的星云盘和尘层

如前所述，目前已知行星的卫星数已超过了60个，根据其轨

表 6.19　戴文赛计算的行星形成时间

	水星	金星	地球	火星	木星	土　星	天王星	海王星
尘粒大小(10^{-3}米)	3.4	1.6	1.1	0.7	0.3	0.1	0.06	0.04
尘层厚度(10^{3}米)	11.9	22.2	30.7	46.7	622	1.32×10^{3}	2.65×10^{3}	4.15×10^{3}
尘粒沉降时间(10^{3}年)	45.4	67.8	85.3	109	199	294	460	615
行星形成时间(10^{8}年)	0.05	0.33	0.89	2.8	26	170	820	2.4×10^{3}

① 行星胎周围的星子，即使并未与之碰撞，但由于行星胎的引力作用也会被行星胎所吸积，这即为引力吸积。

道情况又大致可分成规则卫星和不规则卫星。因此多数人认为，两类卫星可能有截然不同的起源方式：对于那些不规则卫星，尤其是象火卫一、二、木卫八、九直径很小的不规则卫星，很可能原来是小行星，只是它们在走近大行星时被摄动改变了轨道，成为绕行星旋转的卫星。而对于规则卫星而言，则倾向于认为“共同起源”说，即卫星与所绕转的行星是同一区域中的大小星子集聚而成的，正因为它们是由不同轨道的星子“合成”的，所以与大行星一样，有“共面性”、“同向性”、“近圆性”，与中心行星的距离符合“距离定则”等特性。

不仅两类卫星的起源不同，甚至有人认为木星、土星、天王星的规则卫星的起源方式也可能彼此各不相同。

三、小行星的起源问题

小行星问题也是任何太阳系起源学说无法迴避的大问题，反过来，小行星起源问题的研究又有助于深化对太阳系起源、形成过程的认识。

最早研究小行星起源的是智神星和灶神星的发现者、德国医生奥伯斯。他认为火、木之间原也有一个如火星、地球那样的大行星，但后来却因某种未知的原因而爆炸了，大大小小的碎片残骸遂成为现在观测到的小行星。

“爆炸说”既不能说明其轨道分布特征（如共振现象），又找不到任何有效的爆炸机制，因而未能生根立足。但在近代，一些苏联天文学家企图复活这种学说。而美国天文学家柯伊伯(G．P．Kuiper) 通过小行星的大小与数目关系的研究，曾提出另一种看法：在火、木星轨道之间原有十几个或几十个直径几百千米的小天体，它们在演化过程中不断地发生频繁的碰撞，于是使得小行星数越来越多。观测表明，较小的小行星数近似满足(6.[illegible])式，而该式正是碰撞引起的碎片的分布规律。

柯伊伯的观点也有很多困难之处，因而目前最盛行的是"半成品说"，即是在火、木间的"行星胎"因某些原因而未能进一步吸积更多的物质。1979年，戴文赛通过定量的计算把这种论点大大丰富和推进了一步。

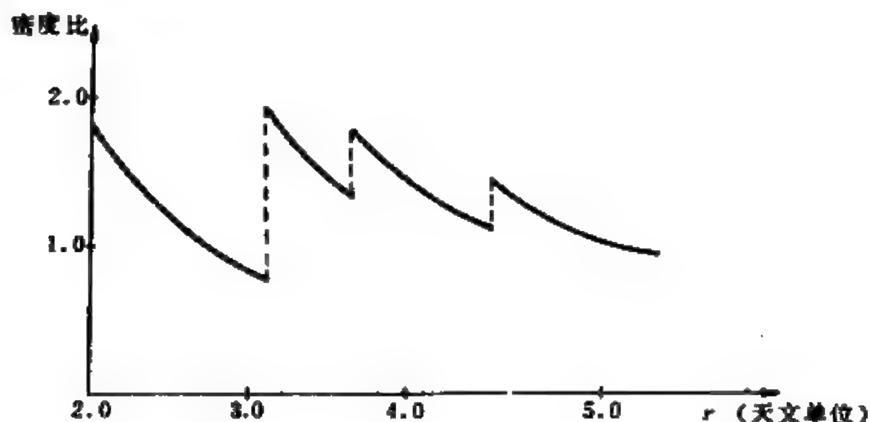


图 6.41 星云盘物质分布在小行星区出现间断性

戴文赛所作的计算表明，由于原始星云盘内温度、压力与距原始太阳的距离的关系，使得盘内的物质分布在现今的小行星区域出现了不连续的间断性(图6.41)，以致在星子集聚过程开始之前，那儿的可吸积的物质——小星子——比较稀少，而邻近的木星胎又特别巨大，在它的摄动力的影响下，木星区的许多大星子便不断闯进小行星区、甚至火星区，从而把那儿的可吸积物质分别夺走了99.9%及99%，这样，小行星区内的演化只能停留在形成行星胎以前的大、小星子阶段，始终无法集聚成一颗大行星，同时也使得火星的质量比较小。

四、彗星起源问题

彗星从何而来？这是一个更加复杂的难题，少数人主张彗星由某些行星及卫星上的火山爆发时抛出的物质形成的。这种观点称之为"爆发说"，最早提出者是法国数学家拉格朗日（J. L. Lag-

range)，而现在的支柱则是以弗谢赫斯维亚茨基（C. K. Bcex-cвятский）为首的一部分苏联天文学家。此外，还有人认为彗星是从星际空间来的，并不属于太阳系。

到本世纪五十年代初，荷兰天文学家奥尔特（J.H.Oort）从彗星轨道研究着手，发现彗星最初都位于离太阳5—20万天文单位的太阳系最边远地区（最近的恒星比邻星离太阳约为27万天文单位），但这些原始彗星在邻近恒星摄动的影响下，在15万天文单位以上的彗星都已逃逸，离开了太阳系，而在此以内的彗星则也有相当多的已经跑到了星际空间，但尚有部分彗星集成了一片彗星云——奥尔特云。它的质量在0.1—1$m_{\odot}$之间，估计云内彗星的数目在10^{11}数量级。

由于奥尔特云离太阳与较近的恒星的距离几乎差不多，因而受到恒星摄动的影响比较明显。这种摄动既可使一些彗星脱离太阳系，也可使另一些彗星改变轨道，走到太阳附近的区域，成为人们可以观测到的彗星。而在大行星的作用下，有一些甚至变成$P<200$年的短周期彗星。

近年来的许多观测事实都对奥尔特云的假设比较有利．惠普尔提出的彗星核为“脏雪球”的理论可以与它互相印证。

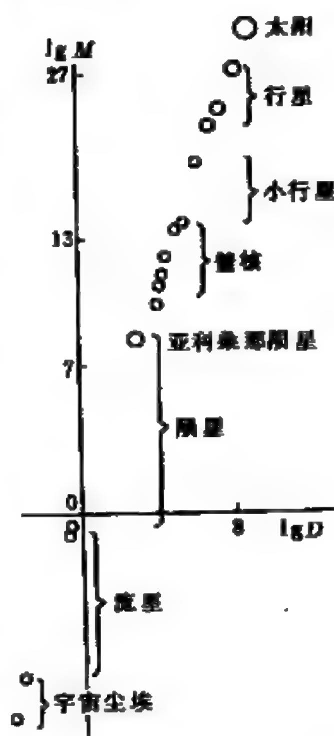


图 6.42　太阳系内小天体的大小（D）和质量（m）的分布

五、小天体的互相关系

太阳系中有不同类型的小天体：小行星、彗星、陨星、流星体、行星际尘埃、行星际气体……，广义地说还可包括一些卫星在内，它们的质量及大小范围可以相差很多(图6.42)，但却明显地有演化上的联系。

这些小天体演化过程中影响较大的有如下的因素：太阳的起潮力、热辐射、太阳风、辐射压、大行星的摄动作用、小天体的互相接近与碰撞……，因而有多种不同的演化途径和结果。总的说来其演化的大趋势是分裂和瓦解，当然也不排斥个别的集聚（如某些小天体发生非弹性碰撞而粘合起来）过程，最显然的是彗星的瓦解。

小行星可以被行星俘获而成为行星的卫星，反过来，一些离行星较远的卫星也可能因为其他天体的摄动而脱离行星成为小行星。如1977年发现的柯瓦尔天体（喀戎），有人认为它可能是天王星或土星原来的一颗卫星。

小行星与彗星也可能有演化上的联系，有一些小行星如(944)希达尔戈的轨道与一些短周期彗星比较相象，很可能是彗核碎裂后的产物。但也有些人认为，一些小天体在远离太阳的地方或许也会凝固成类似彗核的天体，其间的关系相当复杂，但大致可见下面图6.43。

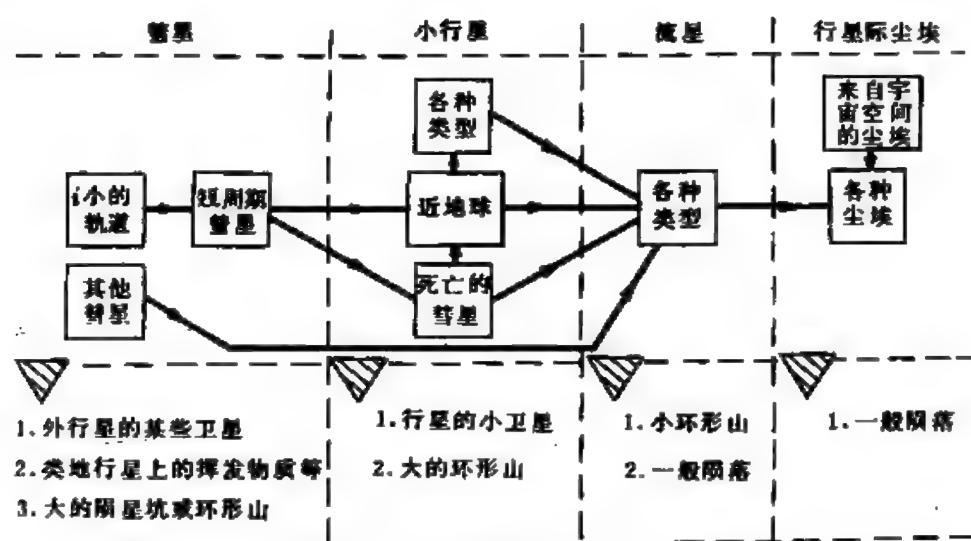


图 6.43 太阳系小天体的互相演化关系

第七章 太　　阳

§7.1 太阳概述

对于地球上的人类说来，光辉的太阳无疑是宇宙中最重要的天体。可以说，没有太阳，便不会有生机勃勃的万千世界，地球上也不会孕育出万物之灵的人类。太阳给人们以光明和温暖，为人们提供各种形式的能量，因此研究太阳的重要意义是十分明显的。

一、研究太阳的意义

太阳是太阳系的中心天体。太阳系中的行星、小行星、彗星等都在绕太阳运转，太阳也是太阳系中唯一的恒星，因而是太阳系光和热的源泉。太阳上的任何细微变化都会引起整个系统的明显变动；太阳质量的变化必然会改变行星、彗星轨道的大小；太阳上的局部活动会造成许多地球物理现象——极光增多，大气电离层、地磁及磁层的变化等。

对于太阳的研究、太阳活动规律及成因的探索，可以为气候的长期变化提供线索。虽然太阳活动与气候之间的关系比较复杂，但从许多史料可以断定，许多次全球性的大旱、大涝均与太阳黑子的盛衰有关。太阳活动还会严重干扰无线电通讯及航天计划。太阳耀斑爆发发出的强烈的短波辐射和微粒流会破坏地球大气电离层的结构，使得短波通讯突然中断。太阳活动的这种紫外辐射和微粒发射还会对宇航员造成致命的威胁，熟悉了太阳活动的规律

便能指导空间探测顺利进行。

众所周知，恒星是比行星更高层次的天体，也是银河系中物质存在的最主要形式。可是除了太阳以外，其他恒星都十分遥远，以致只呈现为一个个光点，使人们看不到它们表面的细节结构。现在所知的恒星大气及内部结构的知识很多就是通过太阳的研究取得的，而值得庆幸的是，无论从质量、大小，还是从其他物理参数看，太阳都居于平均值附近，因此它也的确可以作为恒星的典型，通过对于太阳的研究来了解有关恒星的知识。

太阳还是一个天然的超级实验室，它上面具有许多地球上难以实现的条件。过去，人们从日全食光谱中，首先发现了氦元素，促进了化学的发展。对于太阳能源的探索，促使人们去弄清热核反应① 的机制。爱丁顿的日全食观测资料为爱因斯坦的广义相对论提供了生动的实验验证。而今天对太阳奥秘的探索同样可以为科学的发展作出巨大的贡献。著名的“中微子失踪案”就是六十年代末，七十年代初从捕捉到太阳中微子后提出的科学疑案，对于这一问题的深入研究，将可推动粒子物理、恒星内部结构、宇宙学等研究的进展。而七十年代发现的太阳脉动也为太阳研究提出了新的课题。

二、太阳的基本数据

太阳是恒星世界的代表。以后将可看到，恒星的许多物理参数常常都以太阳的有关数据为单位，如质量以 $M_\odot$，半径以 $R_\odot$，光度以 $L_\odot$，密度以$\rho_\odot$为单位……，因此有关太阳的一些数据乃是很重要的物理量(表7.1)，需要十分熟悉。

太阳的质量是由开普勒第三定律(5.12)式利用行星的轨道数

---

① 在实验室，常要使用巨大的回旋加速器使那些基本粒子获得巨大的能量，从而克服“核力”而进行聚变反应，在恒星内部则是藉高温来加速粒子的，故一般称之为热核反应。

据而算得的。

求太阳的线半径需要知道日地距离值，而日地平均距离这个基本常数在以前定义为“天文单位”。1976 年以后，国际天文学联合会已规定天文单位是一个导出常数（是光速及光行时间的乘积），其数值为：149597870×10^3米，在数值上它与日地平均距离值十分接近。

表 7.1　太阳的一些基本数据

参　数	所用符号	值
质　量	$M_\odot$	1.9891×10^{30} 千克
半　径	$R_\odot$	695990 千米
平均角半径	$\rho_\odot$	15′59.63″
平均密度	$\bar{\rho}_\odot$	1.409×10^3 千克/米^3
辐射总功率	$L_\odot$	3.86×10^{26} 瓦
有效温度（表面）	$T_\odot$	5770 开
目视星等	$m_\odot$	-26.74^m
绝对目视星等	$M_{V\odot}$	$+4.83^m$
表面重力加速度	$g_\odot$	2.74×10^2 米/秒^2
表面逃逸速度	$v_{e\odot}$	617.7 千米/秒
自转周期	$P_\odot$	25.2日（赤道） 25.38日（$\phi=17°$）
中心温度	$T_{c\odot}$	约1.5×10^7开
中心密度	$\rho_{c\odot}$	约1.60×10^5千克/米^3
中心压力	$P_{c\odot}$	约3.4×10^{16}牛/米^2
光谱型		G2V
日地平均距离	a	149597870 千米

为了测定日地平均距离这个十分重要的基本常数，天文学家们进行了不懈的努力，最早的一个科学方法是法国天文学家乔·卡西尼提出的。1672年，他利用火星大冲的机会，首次求出了太阳的视差 $p_\odot$，乔·卡西尼测太阳视差的原理如图7.1，

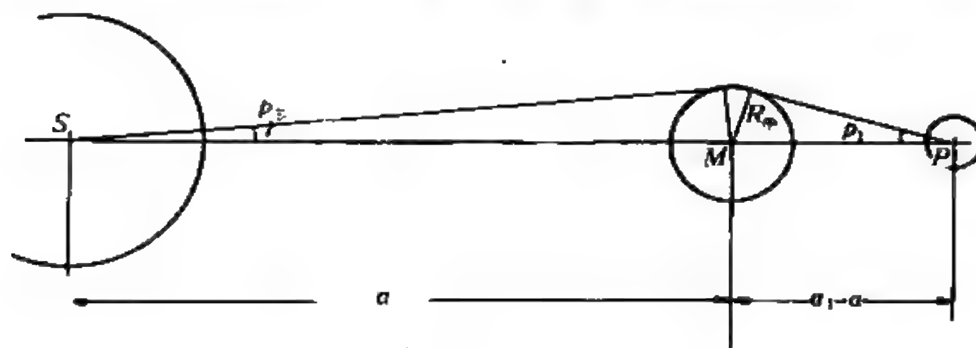


图 7.1　乔·卡西尼测定太阳视差的原理

从图不难得出

$$a\sin p_{\odot} = (a_1 - a)\sin p_1 . \qquad (7.1)$$

由于p_1、$p_{\odot}$都是微量，则不难得

$$p_{\odot} = \left(\frac{a_1}{a} - 1\right)p_1 . \qquad (7.2)$$

乔·卡西尼的方法后来又改用于小行星，遂使精度得到了很大的提高，特别是1931年国际天文学联合会组织对(433)爱神星大冲联测，更使三角视差法达到了空前的准确度。

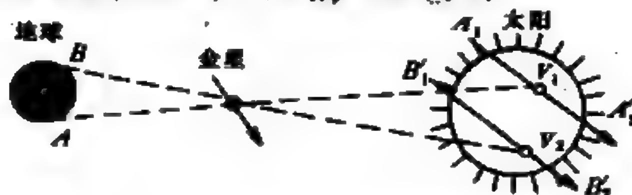


图 7.2 利用金星凌日测量太阳视差

哈雷提出过另一种测定法——金星凌日法。在地球上A、B两地的观测者所见的凌日在太阳视面上的路径分别是$A_1'A_2'$及$B_1'B_2'$(图7.2)。哈雷的方法是把测定$A_1'A_2'$与$B_1'B_2'$之间的角距（从而推算出太阳的视差）问题转化为测定凌日时间差$t_{A_1'A_2'} - t_{B_1'B_2'}$问题。在当时，测定时间的精度远比测角的精度高。利用哈雷的方法也曾得到过很好的结果。

现在更新的方法是利用雷达测距，现代采用的天文单位值正是从此得到的。

三、太阳的自转

太阳是一个处于高温下的等离子体气体球。因此它的自转呈现为较差自转的方式。

测定太阳自转有两种基本方法，一是观测日面上的活动现象(如黑子、日珥、暗条或耀斑)在日面上的移动状况。二是测定太阳东、西边缘光谱线的多普勒位移(见§8.7)。根据长期观测，太阳自转的角速度Ω与日面纬度ϕ有如下关系：

$$\Omega = a + b\sin^2\phi + c\sin^4\phi \qquad (7.3)$$

表 7.2 太阳自转随纬度的变化

观测对象 \ 度 日 \ ϕ	0	15	30	45	60	75	90
黑子	14.4	14.3	13.7	12.8	11.4	10.1	8.8
暗条	14.2	14.1	13.8	13.2	12.5	11.7	10.9
色球光谱	13.7	13.6	13.2	12.3	11.2	10.3	9.8

式中a、b、c是待定常数，常根据大量的观测资料，用"最小二乘法"求出。但事实上，因为观测的对象不一，其结果也常有所区别，七十年代初的结果可见表7.2。通常人们所说的太阳自转是指 $\phi=17°$处的值，其角速度是2.865×10^{-6}弧度/秒或者说自转周期为25.38 日。但对于地球观测者而言，直接得到的是会合周期为

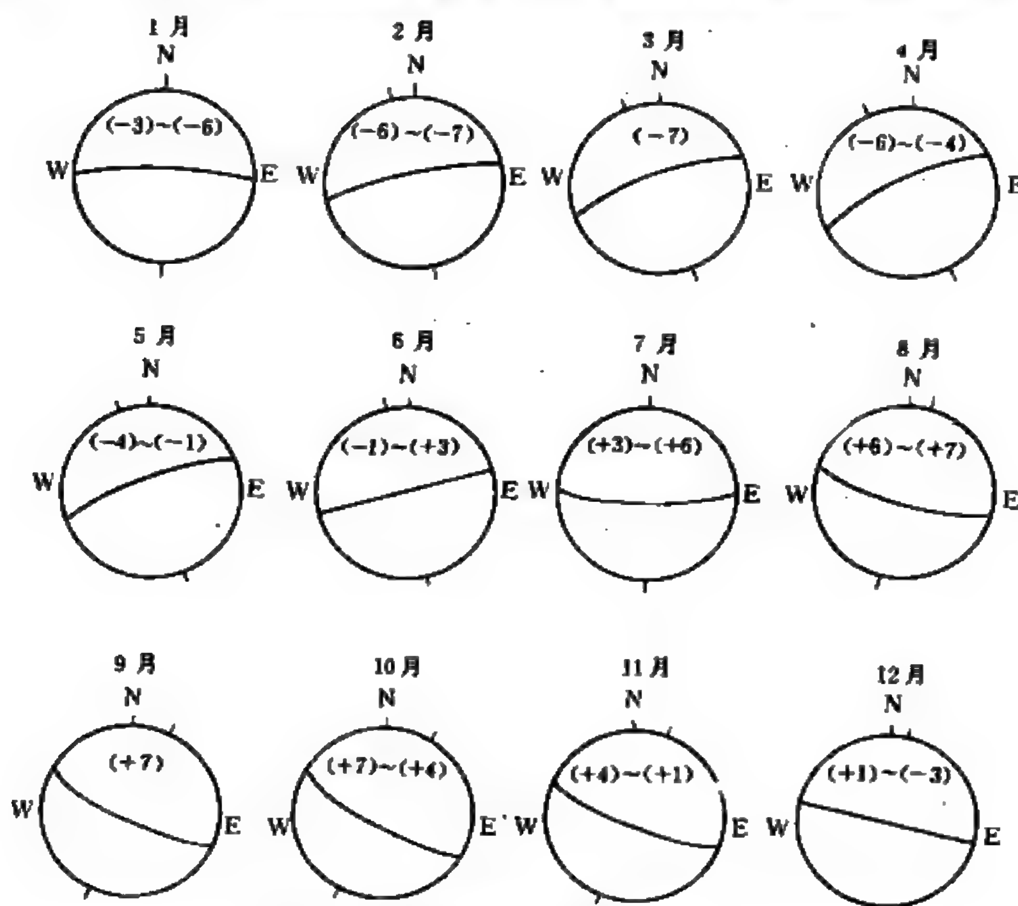


图 7.3 不同时刻所见的日面情况

27.275日。上述自转周期是通过(5.4)式归算得到的，与此相应的太阳赤道地区表面的自转线速度约为2千米/秒。

现代观测还表明，太阳自转的速率常常有±10%的变化，其具体变化规律、变化的原因尚不太清楚。

太阳的自转轴与黄道面法线的交角为7°15′，因而从地球上看来，不同时刻的日面中心纬度不一(图7.3)。在观测时，需要参阅附录V“日面坐标”。

当然，这儿所讲的太阳自转都是指其表面层的状况。太阳内部的自转情况目前还不可能进行直接观测，只能根据一些模型来进行理论推断。正因为如此，不同人得到的结论都不相同，有人认为太阳内部的自转速度比表面快，或者快得多；但也有人却认为相反，内部的自转比表面更慢。

四、太阳活动和日面活动现象

众所周知，太阳是一颗比较稳定的恒星，其辐射功率在最近几十亿年内并没有显著的改变。但是，这并不表示太阳是没有任何活动的天体，相反，在局部区域总存在规模不同的活动现象。

表征太阳活动的日面现象很多，最显著而容易观测的就是太阳黑子(§7.6)。黑子数目的多寡和大小都是太阳活动的主要标志。此外还有光斑(§7.3)、日珥、暗条(§7.7)、谱斑、耀斑(§7.8)等等。

在太阳活动较强时，这些活动现象就频频出现，明显增多，当活动弱时，它们就很稀少，甚至根本不出现。太阳活动很早就引起了人们的广泛注意。据考证，中国在公元前就已经有了一些有关日珥和黑子的记录。根据长期统计结果，太阳活动的强弱大致呈现出周期变化，活动的周期最短的是7.3年，最长的可达17.1年，平均为11.2年，一般即称11年周期性。

太阳活动的本质至今仍不了解，因而对于太阳活动的规律本

身也有一些人持异议态度。最著名的就是所谓“蒙德极小期”问题。西方自1610年开始用望远镜观测黑子以来，到19世纪中叶已积累了大量资料，11年周期的规律似乎已经确立，但英国天文学家蒙德(E.W.Maunder)在1894年指出，在1645—1715的71年间，几乎没有什么黑子记录。1976年，美国天文学家埃迪(J.A.Eddy)重新论证了这个现象，认为11年活动周期只是近二、三个世纪中的暂时现象。埃迪从古代黑子记录、极光资料、树木年轮 ^{14}C 同位素分析(图7.46)及日冕形状(从日食资料中可得)等四方面论证了他的观点。苏联天文学家甚至还提出了在过去8000年内有十次蒙德极小期的观点。

但也有许多人对此表示怀疑，认为西方的古代记录并不可靠，更可能疏漏，如果加上中国地方志的黑子记载，便得不到蒙德的结论。总之，问题尚需要继续探索和研究。

五、关于“五分钟振荡”

太阳表面除了那些局部活动以外，还有整体的表面起伏变化——五分钟振荡。这是美国天文学家莱顿(R.B.Leighton)1960年的重大发现，这使人们对于太阳及太阳运动的认识发生了很大的变化，一度给传统的太阳内部结构理论带来了严重的“危机”。

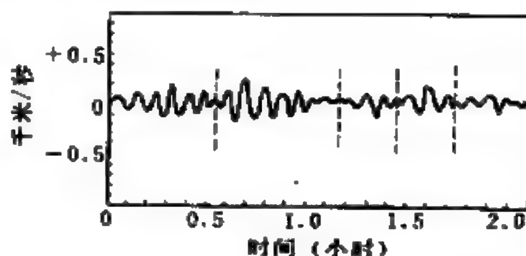


图 7.4 日面上一定点的五分钟振荡

太阳表面振荡所造成的径向起伏范围大约为25千米左右，而速度平均约为300米/秒，在振荡过程中，日面上1千—5万千米区域内的物质一起作整体的起落(图7.4)。

仔细分析，太阳振荡的周期并不是单一的，除了五分钟外，还含有其他周期。如最长的有160分钟即2小时40分的特长周期；

而振荡的振幅和周期随离太阳中心的距离增加而减小。

对于太阳振荡的本质及成因，至今仍只停留于假设和模型的阶段。不少人倾向于利用太阳不同层次结构中波动传播的理论来藉以说明。太阳振荡确可以为人们研究太阳内部结构提供又一条可靠的线索，有人就从分析中得出了太阳内部自转的方式。当然，这还有待于进一步证实。

§7.2 太阳的分层结构

人们只能观测太阳的表面情况，然而其表面状态往往取决于其内部的结构和状态。三十年代，人们对于太阳及恒星能源的探索促进了原子物理、核物理的发展，而它们又反过来帮助人们建立了太阳的分层模型。现在普遍认为，太阳从物质状态及性质讲来，一般可以分成核反应区、辐射区、对流层、大气(图7.5)。

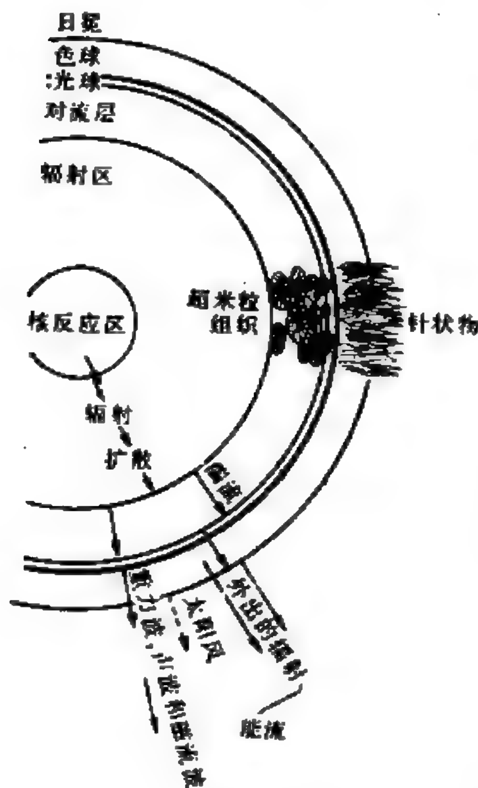


图 7.5 太阳剖面示意图

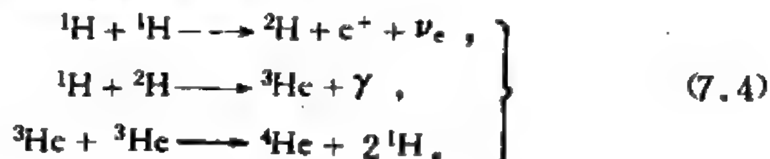
一、核反应区

太阳的核心区域虽然很小，半径大约只是太阳半径的1/4，但由于天体的物质分布总是向核心高度集中的，所以根据理论推算，它核心内部区域的物质密度可达1.60×10^5

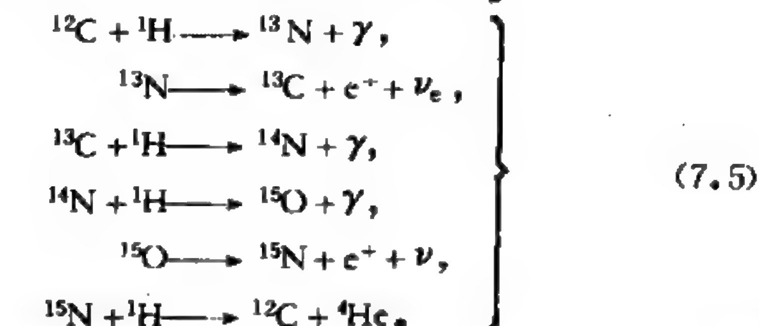
千克/米^3。中心压力达3300亿大气压，温度高达1500万度(见表7.1)。

很多资料表明，太阳系形成至今已有46亿年的历史，对于太阳能源的探索长期以来困惑着人们,从十九世纪开始,先后提出过化学能、陨星降落、放射性元素蜕变、收缩时位能转化为热能等多种假设，但即使是当时看来最有效的收缩说也只能维持几千万年时间。直到德国物理学家魏茨泽克(C.F.Weizsäcker)和德裔美籍物理学家贝特(H.A.Bethe)分别于1937、1938年提出了由氢聚变为氦的热核反应理论，才圆满地解决了太阳(以及恒星)的能源问问。贝特的恒星核能源理论因而荣获了1967年诺贝尔物理奖。

太阳及大多数恒星内部的热核反应主要有两类:质子-质子反应(如7.4式)和碳氮循环(如7.5式)。



$$\left.\begin{array}{l} {}^1H + {}^1H \longrightarrow {}^2H + e^+ + \nu_e\ , \\ {}^1H + {}^2H \longrightarrow {}^3He + \gamma\ , \\ {}^3He + {}^3He \longrightarrow {}^4He + 2\,{}^1H . \end{array}\right\} \qquad (7.4)$$



$$\left.\begin{array}{l} {}^{12}C + {}^1H \longrightarrow {}^{13}N + \gamma , \\ {}^{13}N \longrightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu_e\ , \\ {}^{13}C + {}^1H \longrightarrow {}^{14}N + \gamma , \\ {}^{14}N + {}^1H \longrightarrow {}^{15}O + \gamma , \\ {}^{15}O \longrightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu , \\ {}^{15}N + {}^1H \longrightarrow {}^{12}C + {}^4He . \end{array}\right\} \qquad (7.5)$$

(7.4)及(7.5)式中的e^+、ν_e、γ分别表示正电子、电子中微子和光子，但正电子产生后即会与电子发生湮灭而产生两个光子，因而上述二类核反应的净结果都是四个质子与两个电子生成一个氦原子核、两个中微子及大量的能量：



$$4\,{}^1H + 2\,e \longrightarrow {}^4He + 2\,\nu + (\text{能量}) \qquad (7.6)$$

(7.6)式两端的总质量并不相等,其差额称为质量亏损。不难算得，左端比右端质量大0.028697原子质量单位，根据爱因斯坦

的质能关系式

$$E = mc^2. \tag{7.7}$$

不难算出，在上述热核反应中，每损失一千克氢就能放出 6.4×10^{14} 焦能量。

由于核反应是在最内部的核反应区内进行的，当核反应区内的氢消耗殆尽时，反应便不能再维持下去，这时太阳上损失的质量相当于 $0.1M_\odot$ 左右。核反应区内反应停止后，太阳就会向红巨星演化（§ 10.6）。而从上可知，$0.1M_\odot$ 的物质可转化的能量是：

$$6.4 \times 10^{14}\ (\text{焦/千克}) \times 2 \times 10^{30}\ (\text{千克}) \times 0.1 = 1.28 \times 10^{44}\ (\text{焦}).$$

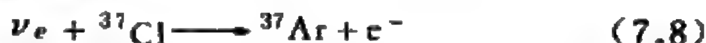
太阳的总辐射功率是 3.83×10^{26} 瓦，因此可以推出太阳作为稳定存在的寿命是

$$\frac{1.28 \times 10^{44}\ (\text{焦})}{3.86 \times 10^{26}\ (\text{瓦})} = 3.32 \times 10^{17}\ (\text{秒}) \simeq 10^{10}\ (\text{年}).$$

恒星演化理论指出，对于质量较小的恒星(小于 $1.5M_\odot$)，内部的热核反应以(7.4)式为主，如太阳，96%的能源来自于质子-质子反应，仅仅 4 %的能量是由碳氮循环提供的。

上述两种核反应，同时都必然有大量中微子 ν_e 产生。粒子物理认为，中微子是一种不带电、静止质量为零、穿透力极强的基本粒子。因此即使在太阳中心区域也能轻而易举地辐射中微子，设法捕获自太阳核心区发出的中微子便可获得太阳内部的一些信息。

从五十年代开始，美国设计制造了一个“中微子俘获器”：在一个深达1500米的废金矿中放置了380千升的四氯化二碳溶液（图 7.6）。它的反应机制是：



$$\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \longrightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^- \tag{7.8}$$

^{37}Ar 是放射性元素，半衰期35 天，比较容易检测到。理论计算表明，这个装置应当每天俘获 1.1 个中微子，或者说为 4.7

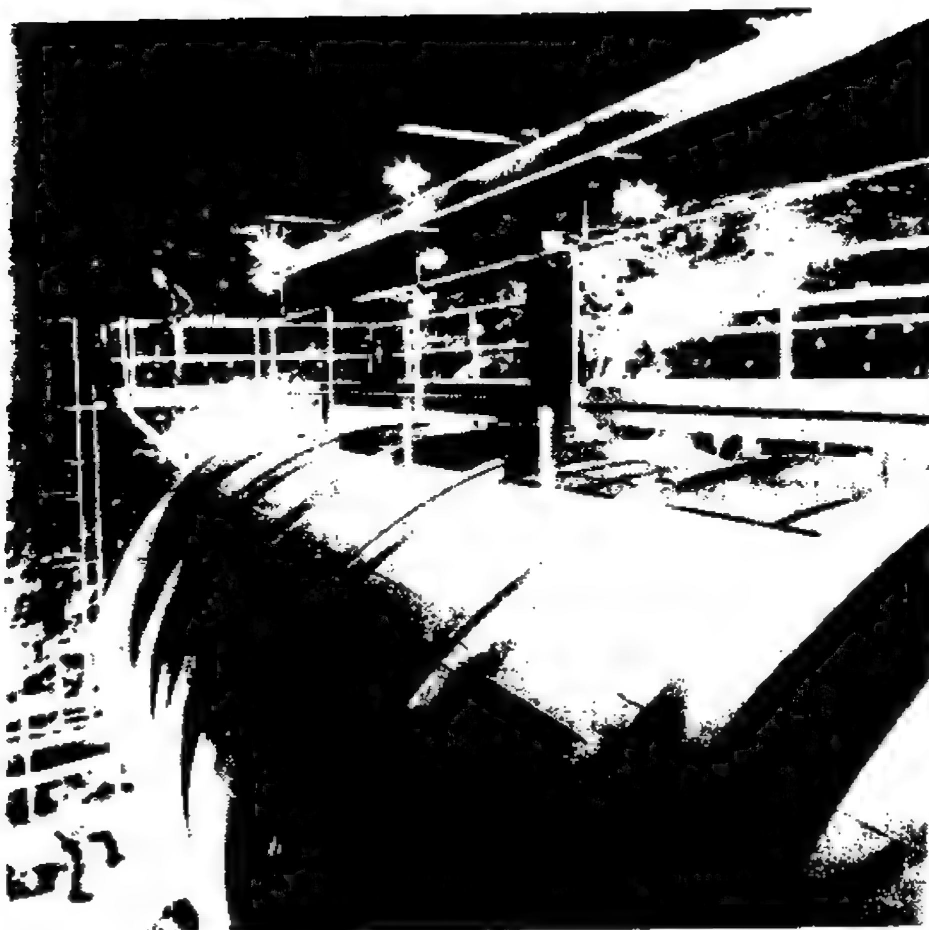
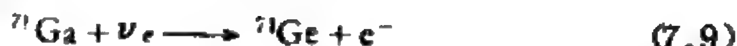


图 7.6　中微子俘获器

SNU①，但是20多年来的探测的实际结果却平均为1.7±0.4SNU，即平均每三天才有一个中微子被俘获。换言之，实际值仅是理论预言值的1/3左右。这便是著名的"太阳中微子之谜"。1978年，美国公布了这个结果后在科学界引起了一场轩然大波。因为这既是对太阳内部结构理论提出的严峻的挑战，也给粒子物理投下了严重的阴影，因而引起了许多著名科学家的密切注意。现在已提出了几种解释的机制。而美国天文学家则希望进一步改进实验装置，继续研究，计划利用俘获率更高的镓来代替氯，其机制是镓俘获

① SNU是一种专用计量单位，也称"太阳中微子单位"。定义为：单位时间(1秒)内，每个靶原子俘获10^{-36}个太阳中微子。

中微子后变为锗：



$$^{71}Ga + \nu_e \longrightarrow {}^{71}Ge + e^- \qquad (7.9)$$

对于中微子的深入研究，不仅能为解决太阳的有关问题提供线索，也有助于宇宙学的研究，如一旦能测出中微子静止质量不是零，就能为宇宙膨胀的模式、为解决宇宙间的“短缺质量”找到出路(见§12.5)。

二、辐射区

核反应区的外面一层称为辐射区。这一层范围从$0.25R_\odot$—$0.8R_\odot$，按体积而言，约占太阳的一半，但因为密度已急剧下降，质量却与体积只有1.6%的核反应区相当。

辐射区内温度和压力仍然很大，例如在$0.8R_\odot$的外边缘，理论推算的温度是7×10^5开，压力是1.5×10^{11}牛/米^2，密度是18千克/米^3。

在辐射区内，通过对光子的吸收、再发射而实现能量的传递——把核反应区产生的大量能量向外传送。在核反应区内，通过核反应所产生的光子都是能量极高的高能光子，辐射区的物质每吸收并再辐射一次，就使它的频率降低(波长变长)一些，经过无数次的这种再吸收、再辐射的漫长过程，才使高能光子逐渐变为可见光。即是：高能光子$\xrightarrow{\text{吸收、再辐射}}$X光子$\xrightarrow{\text{吸收、再辐射}}$远紫外光子$\xrightarrow{\text{吸收、再辐射}}$紫外光子$\xrightarrow{\text{吸收、再辐射}}$可见光，因此，倘若没有辐射区物质的作用，太阳将是只发射高能射线的不可见的天体。

三、对流区

辐射区之外是对流区层，它几乎已达到太阳的表面(差500千米左右)。对流区的厚度大约有14万千米左右，但也有人认为对流层的厚度很小。在对流层内，由于温度、压力及密度的梯度都

很大，所以物质的上下径向对流运动十分强烈，但这种运动并不均匀，因而也会产生低频率的声波——噪声，正是由于存在这种非均匀的对流、湍流及噪声，才使内部的巨大能量通过机械传输的方式，大部分都传送到光球的底层，并通过光球向外辐射出去。

此外，由于太阳本身还在作较差自转，所以在对流层内必然还存在大尺度的环流运动。环流及对流的联合作用对于太阳内外的物质交换起着桥梁作用，使得太阳表层的物质可以达到对流区的底层、甚至更深的内部，而太阳内部的一些物质也可能被带到太阳表面。

虽然人们无法直接观测到对流层，但是研究对流层的意义却并不因而逊色，这不仅是因为许多日面现象，如米粒、超米粒、黑子等产生于对流区，而且连太阳外层大气的一些活动现象，其动力和能源实际上也来自于这一层，因而近年来对流层的研究引起了许多人的注意。

四、太阳大气

这是太阳的最外层，也是可见层次。但因为性质不一，太阳大气还应分三个迥然不同的分层——光球、色球和日冕。

在通常情况下，人们所见的太阳就是大气的最底层——光球，范围是从表面到500千米深处，厚度仅是太阳半径的万分之四一七。但是，太阳的光能几乎全部来自于光球。太阳的光谱也是在光球内形成的。

太阳的辐射频谱很宽，从频率最高的γ射线一直到波长为十米以上的射电辐射都有(图7.7)。但是几乎99.9%的能量集中在0.2—10.0微米的波段间，其他波段的辐射能量与此相比是微不足道的，而且它们的来源是在太阳大气的高层——色球和日冕中。

色球位于光球之上，是太阳大气的中层，其厚度一般取为光球之上的2000千米。由于其中物质更加稀薄，因此在可见光的区

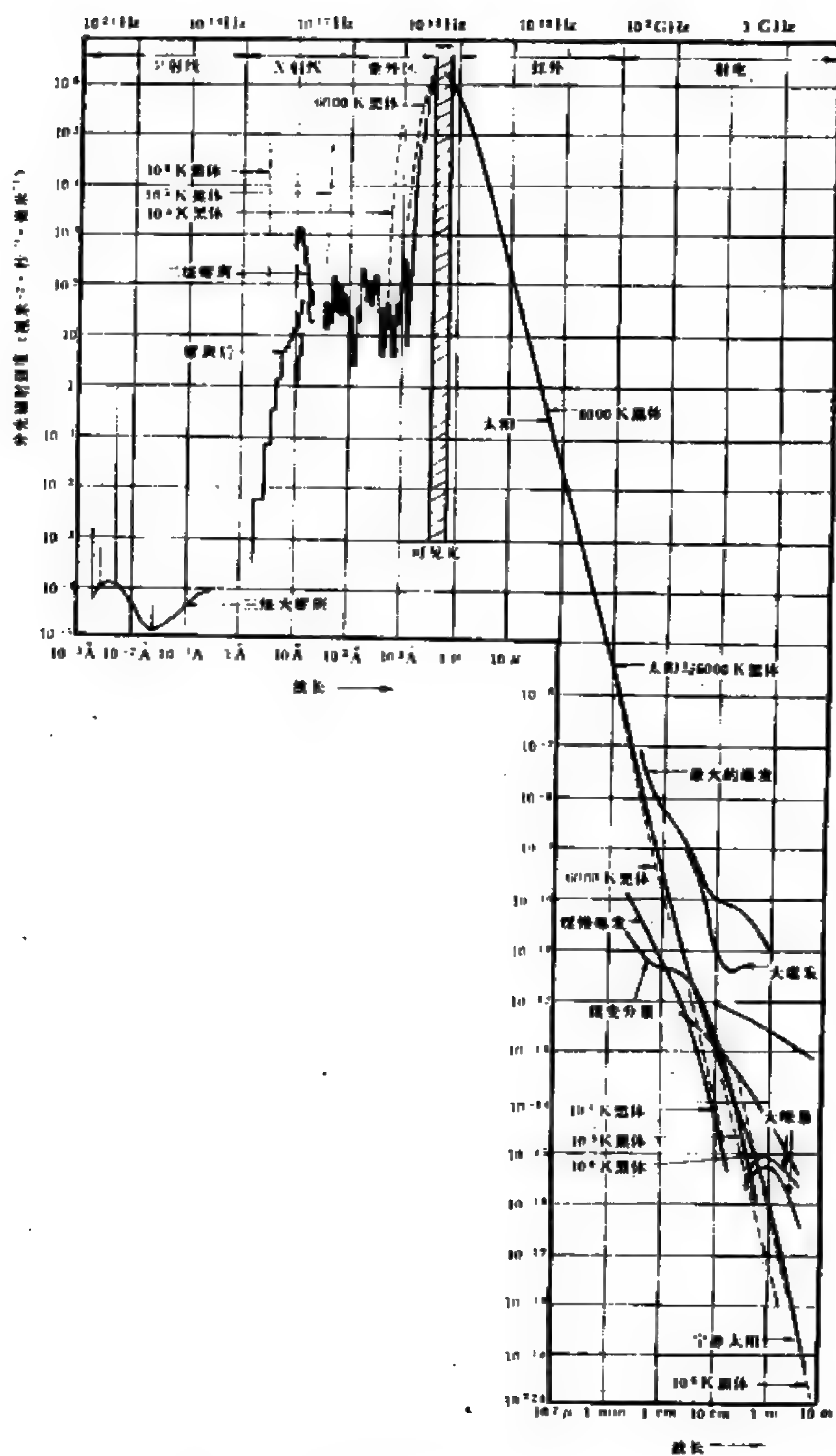


图 7.7 太阳辐射的频谱

域，色球的辐射仅是光球的10^{-4}，只有在日全食的短暂时刻才能看到其绚丽的光彩。

太阳大气最外层是物质极其稀薄的日冕，日冕的确切范围很难精确测定，有人甚至认为，它一直可以延伸到地球轨道附近。一般都认为它至少延伸到几个太阳半径处。日冕最令人惊讶之处是组成它原子的电离度极高，电子的运动温度在10^6开数量级。

关于太阳各层次的范围及主要物理参数，可见表7.3及图7.8。

表 7.3 太阳各层次概况

分层名		范围 ($R_⊙$)	质量 ($M_⊙$)	温度 (开)	压力 (大气压)	密度 ($\times 10^3$千克/米^3)	产能 ($L_⊙$)
核反应区		0—1/4	50%	1.5×10^7—8×10^6	3.4×10^{11}—2.6×10^{10}	160—20	99%
辐射区		1/4—4/5	49.9%	8×10^6—7×10^5	2.6×10^{10}—1.5×10^6	20—10^{-2}	1%
对流区		4/5—约1	0.1%	7×10^5—6.6×10^3	1.5×10^6—1.4	10^{-2}—4×10^{-7}	~0%
大气	光球	约500千米	~0%	6.6×10^3—4560	1.4—0	4×10^{-7}—8×10^{-8}	~0%
	色球	约2000千米		4560—1×10^6	~0	8×10^{-8}—1×10^{-14}	~0%
	日冕	约几个R		1×10^5—2×10^6	~0	1×10^{-14}—1×10^{-22}	~0%

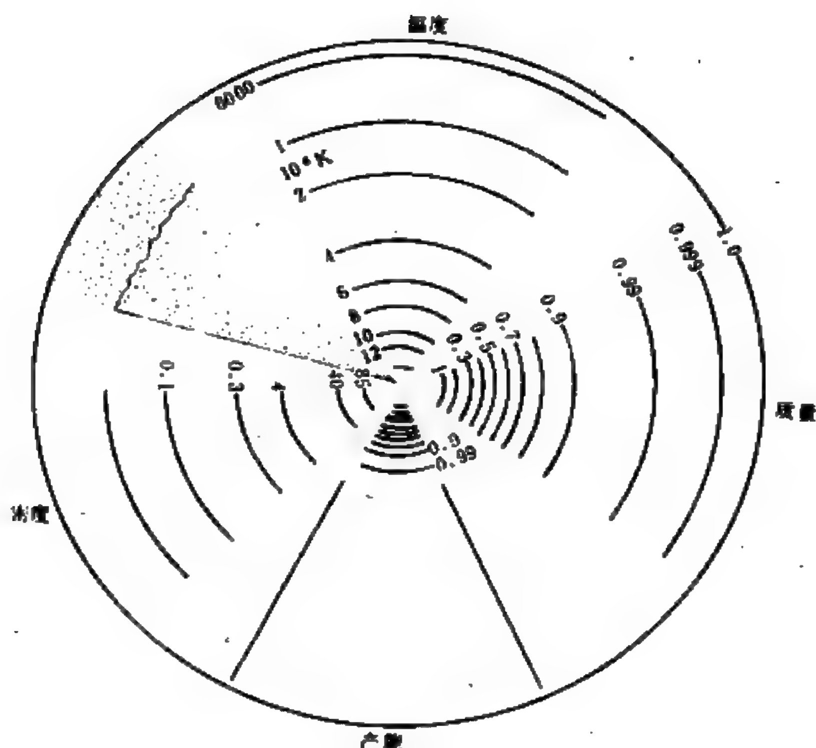


图 7.8 太阳各层次的物理参数示意图

§7.3 光 球

光球是太阳大气的底层，也是人们唯一可以直接观测到的部分。通过对于光球的研究，建立适当的理论模型，可以推断太阳的内部及高层大气。而关于太阳的内部结构的任何理论，均需根据太阳光球的实际观测来验证，因而光球的研究有十分重要的意义。

一、临边昏暗现象

人们平时所见到的太阳边缘乃是光球的最外层，而太阳上的能量是由内向外传播的，所以光球层的温度由深处向外逐渐降低，

这样，光球圆面必然呈现出一种中间比边缘更明亮的临边昏暗现象，其原因不难从图7.9藉以说明。

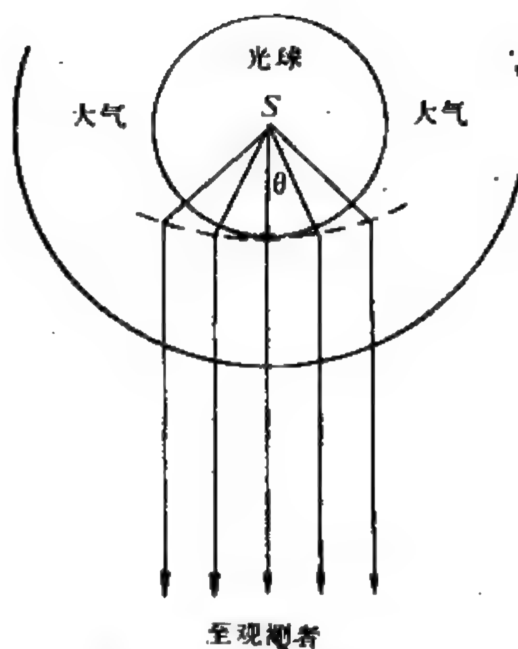


图 7.9 日面的临边昏暗

在日面中心及边缘部分，经过同样厚度的太阳大气时，对于太阳而言并不是同一球层。越是边缘处，离太阳中心越远，即温度越低，因而亮度越低。

从理论可以推导出离日面中心θ角处的辐射强度$I(\theta)$为：

$$I(\theta)=\frac{H}{2}\left(1+\frac{3}{2}\cos\theta\right) \qquad (7.10)$$

式中的H与π的乘积即是太阳表面单位时间的总辐射流，该式也可改写为另一种形式：

$$I(\theta)=I(0)\left(1-u+u\cos\theta\right) \qquad (7.11)$$

另一方面从$\theta=0$时由(7.10)式可得

$$I(0)=\frac{H}{2}\cdot\frac{5}{2}$$

于是

$$\frac{I(\theta)}{I(0)}=\frac{2}{5}+\frac{3}{5}\cos\theta=1-\frac{3}{5}+\frac{3}{5}\cos\theta \qquad (7.12)$$

与(7.11)式相比可知$u=\frac{3}{5}=0.6$，而从观测定出的$u=0.56$，这说明理论估计大致正确。

(7.11)式是对于可见光波段而言的，对于任一波长的单色光，

则有类似的关系，只是$u(\lambda)$不同而已：

$$I_\lambda(\theta)=I_\lambda(\theta)[1-u(\lambda)+u(\lambda)\cdot\cos\theta] \qquad (7.13)$$

观测表明，$I_\lambda(\theta)$从波长160纳米一直到红外区都呈现为临边昏暗。然而在此波段以外，例如射电波段、远紫外区及X辐射线区却正好相反，呈现为"临边增亮"的现象。中心区域反而比边缘更"暗"。这是因为在远紫外等波段，太阳的高层大气的贡献较大。

二、太阳常数及有效温度

太阳的辐射能不仅对于太阳系的物质分布有决定性的影响，也是决定地球上生命起源和进化的主要因素，从(5.28)或(5.30)式可知，行星包括地球的表面温度主要取决于太阳的总辐射能。

长期以来，人们设计了各种方法和仪器，以求比较准确地测定太阳的总辐射能$L_\odot$。

天文学上通常并不直接去测量$L_\odot$，而是通过太阳常数S来推算的。太阳常数的定义是：在地球大气层之外，离太阳距离为一天文单位处，垂直于太阳光束方向的单位面积上，在单位时间内所接收到的太阳总辐射能量(包括各个波段)，由于历史原因，它的量纲取为"卡/(厘米^2·分)"。

实际上的测量工作都是在大气内进行的，所以对结果要作两种较为复杂的修正：大气吸收改正及日地实际距离的改正。尤其是第一项改正很难绝对精确，加上所用的仪器、方法不一，所以各人所得的S值都有一些差别，大致范围是$S=1.92$—2.00。七十年代初，人们通常采用$S=1.95$。但在1977年有人仔细研究了1966年—1976年间的高空观测结果，并进行了新的标度换算，认为S的最可几值是$S=1.97$卡/(厘米^2·分)，或为1.374×10^3瓦/(米^2·秒)。由此很容易算得$L_\odot$：

$$L_\odot=4\pi a^2\cdot S=3.86\times10^{26}\text{瓦}$$

如上所述，太阳辐射能主要集中于可见光波段。因此实际上

太阳常数的测量波段一般只需包括0.2—10.0微米，这已占$L_\odot$的99.9%了。

另外，也不难算出，落于整个地球上的太阳辐射能只是$L_\odot$的极小的一部分：

$$\frac{\pi R^2_\oplus}{4\pi a^2}=\frac{1}{4}\left(\frac{R_\oplus}{a}\right)^2\simeq\frac{1}{2.2\times10^9}$$

太阳表面的温度则可以从黑体的辐射规律来求得：

$$\sigma T_e^4=\frac{L_\odot}{4\pi R_\odot^2} \tag{7.14}$$

式中σ为斯忒藩-玻耳兹曼常数，等于5.67×10^{-8}瓦/(米^2·开^4)。T_e称之为有效温度，将有关数值代入(7.14)式：

$$T_e=\left[\frac{L_\odot}{4\pi R_\odot^2\sigma}\right]^{1/4}=5783\text{开}$$

当然太阳并不真是绝对黑体，所以一般取太阳表面的有效温度为5770开。从图7.7 也可以看出，实际上它与6000开的黑体辐射的能量分布偏离不大。

三、太阳光谱

最早把太阳光分解的是英国著名科学家牛顿。牛顿于 1666 年用三棱镜得到了人类第一条太阳的光谱带。

太阳的光谱通常是指光球产生的光谱，称为夫琅和费光谱。由于太阳光异常强烈，所以很易得到大色散度的光谱带，最长的甚至可达 12 米。太阳光谱是由连续谱与吸收线(夫琅和费线)组成的(彩照 6)。

光谱是人们了解天体的主要途径之一。通过对天体光谱的分析研究，人们才能了解天体的许多奥秘，知道它们的各种物理参数、化学成分。光谱分析的理论基础是著名的基尔霍夫定律。十九世纪中叶，德国物理学家基尔霍夫在本生 (R.W.Bunsen) 实验

的基础上总结出三条定律：

（1）一切白炽固体、液体或气体，在高压状态下所发出的光，其光谱为连续光谱，即是一条由红而紫的绚丽光带（图7.10 *a*）。

（2）处于低压下之炽热气体所形成的光谱为明线谱或发射线谱。它由黑色背景上的一些明线——发射线组成，而每一种物质（元素）都有自己特定的谱线（波长固定）（图7.10 *b*）。

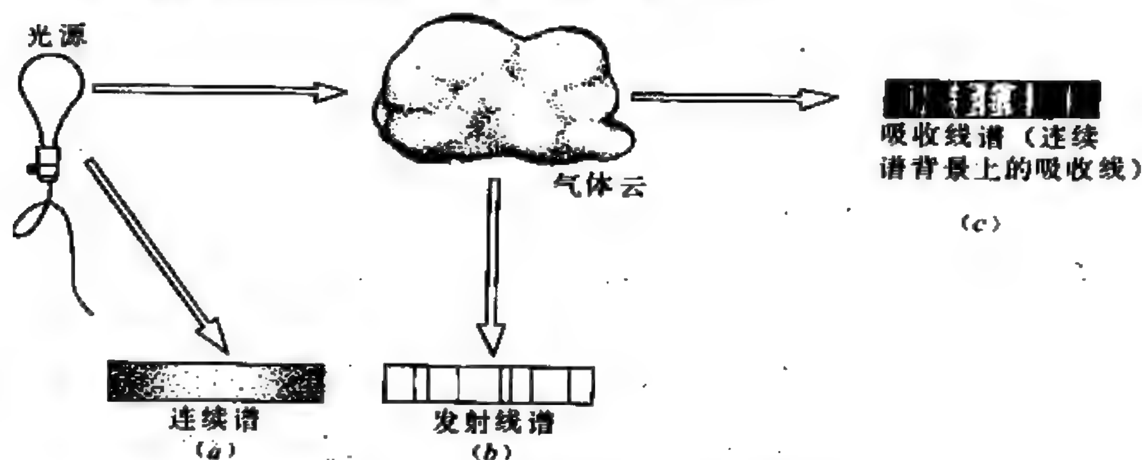


图7.10　不同状态下产生的三种光谱
(*a*) 连续光谱；(*b*)发射线谱；(*c*) 吸收线谱

（3）当光来自高压中之炽热固体、液体或气体，且又通过一温度较低的低压气体时，则产生吸收光谱。它是由在连续光谱（热源产生的）上叠加若干条暗线（低压、低温气体产生）组成的，这些暗线称为吸收线。各种元素都有固有的吸收线，其波长与上述状态下产生的发射线相同。

正因为每一种元素都有自己特定的吸收线或发射线，所以人们可以从天体光谱中谱线出现的状况来确定其化学组成和其他有关的物理参数。例如，1868年人们从日全食观测的日珥光谱中发现了一条橙黄色的谱线，其波长为587.562纳米，从而发现了氦元素，从地球上分离出氦则是此后几十年的事情。

太阳的夫琅和费光谱中谱线极多，1814年夫琅和费观测到576条吸收线，并对其中一些较强的吸收线给予了特定的符号（表

7.4)，其中有些符号还沿用至今。1868 年发表的太阳光谱图中，谱线已有1200条；1897年谱线增至20027条(从297.5纳米到733.1纳米)；1928 年英国穆尔进行了细致的校正工作，并把波长扩大到红外的 1021.80 纳米，共得到谱线 21835 条。现在证认出的谱线则已有 26000 多条，波长亦扩大到从紫外的 279 纳米到红外的 1349.5纳米，每条谱线的精确波长有专门的表可查。

表 7.4 太阳光谱中若干较强的谱线

谱线波长(纳米)	符号	产生原子	谱线波长(纳米)	符号	产生原子	谱线波长(纳米)	符号	产生原子
279.54		Mg II*	404.5825		Fe I	588.9973	D_2	Na I
280.23		Mg II	410.1748	h, H_δ	H I	589.5940	D_1	Na I
285.16		Mg I	422.6740	g	Ca I	656.2808	C, H_α	H I
288.11		Si I	434.0475	f, H_γ	H I	686.70	B	O_2
3581.209	N	Fe I	438.3557	d	Fe I	718.30	a	H_2O } 地球大气产生
373.4874	M	Fe I	486.1342	F, H_β	H I	759.30	A	O_2
382.0436	L	Fe I	516.7327	b_4	Mg I	849.8062		Ca II
393.3682	K	Ca II	517.2698	b_2	Mg I	854.2144		Ca II
396.8492	H	Ca II	518.3619	b_1	Mg I	866.2170		Ca II

* 天文上以元素符号后的罗马数字表示原子的电离情况：I——中性，II——一次电离，III——二次电离，……，其余类推。

从太阳的夫琅和费光谱中，已证认出存在的元素有69 种(表7.5)，肯定不存在的元素共10种,还有些元素则尚需进一步研究。这些元素的含量相差甚为悬殊，按质量而言，主要是氢(78.4%)及氦(19.8%)；其他元素的含量很低。含量较多的十种元素依次是氧(0.8%)、碳(0.3%)、氮(0.2%)、氖(0.2%)、镍(0.2%)、硅(0.06%)、硫(0.04%)、铁(0.04%)、镁(0.015%)、钙(0.009%)。

由于太阳光穿过地球大气，所以地面上所得到的夫琅和费光谱中实际上还有一些"大气谱线"。主要是地球大气中的氧、水汽等吸收而成的，分布在红端及红外区(表7.4)。要鉴别这些大气谱线并不困难：可以比较不同地平高度时的太阳光谱，谱线强度随地平高度增大而减小的即为大气谱线；或者可以比较太阳东西边

缘的光谱，无多普勒位移的即为大气谱线。

表 7.5　太阳(光球)中的元素(按原子序数排列)

肯定存在的元素(69种)	肯定不存在的元素(10种)
氢(H) 氦(He) 锂(Li) 铍(Be) 硼(B) 碳(C) 氮(N) 氧(O)	硒(Se) 溴(Br)
氟(F) 氖(Ne) 钠(Na) 镁(Mg) 铝(Al) 硅(Si) 磷(P) 硫(S)	氪(Kr) 锝(Tc)
氯(Cl) 氩(Ar) 钾(K) 钙(Ca) 钪(Sc) 钛(Ti) 钒(V) 铬(Cr)	碲(Te) 碘(I)
锰(Mn) 铁(Fe) 钴(Co) 镍(Ni) 铜(Cu) 锌(Zn) 镓(Ga) 锗(Ge)	氙(Xe) 钽(Ta)
铷(Rb) 锶(Sr) 钇(Y) 铌(Nb) 钼(Mo) 钌(Ru) 铑(Rh) 钯(Pd)	铼(Re) 镭(Ra)
银(Ag) 镉(Cd) 铟(In) 锡(Sn) 锑(Sb) 铯(Cs) 钡(Ba) 镧(La)	
铈(Ce) 镨(Pr) 钕(Nd) 钐(Sm) 铕(Eu) 钆(Gd) 镝(Dy) 铒(Er)	
铥(Tm) 镱(Yb) 镥(Lu) 钨(W) 锇(Os) 铱(Ir) 金(Au) 汞(Hg)	
铊(Tl) 铅(Pb) 铋(Bi) 钍(Th) 铀(U)	

四、光球现象

光球十分明亮夺目，但实际上日面各部分的亮度并不均匀。在光球上有许多现象，宁静日面上有米粒组织及超米粒，而活动现象则有黑子、光斑、白光耀斑等。

1. 米粒组织　在大气比较宁静的时候，即使用小望远镜也可以观测到整个光球表面上的一种米粒状的图像(图7.11)。所谓"米粒"是形象的说法，实际上是光球中气体对流引起的一种日面现象。米粒的角直径大约 0.5—2.5″，最大的也可达到 5″(太阳上1″大约相当于725 千米)，整个太阳表面上的米粒大约有四百万颗。

米粒组织的本质是对流着的气体。因为光球的底层实际上即是对流层的顶部，对流层中有剧烈的物质对流，高温的气体向上升腾，同时将多余的热量通过辐射的形式由光球散布出去，这样随着温度的降低，它又散开并沿米粒的边缘向下流回对流层(图7.12)。因此不难理解，米粒比周围背景亮10—30%。当然，米粒

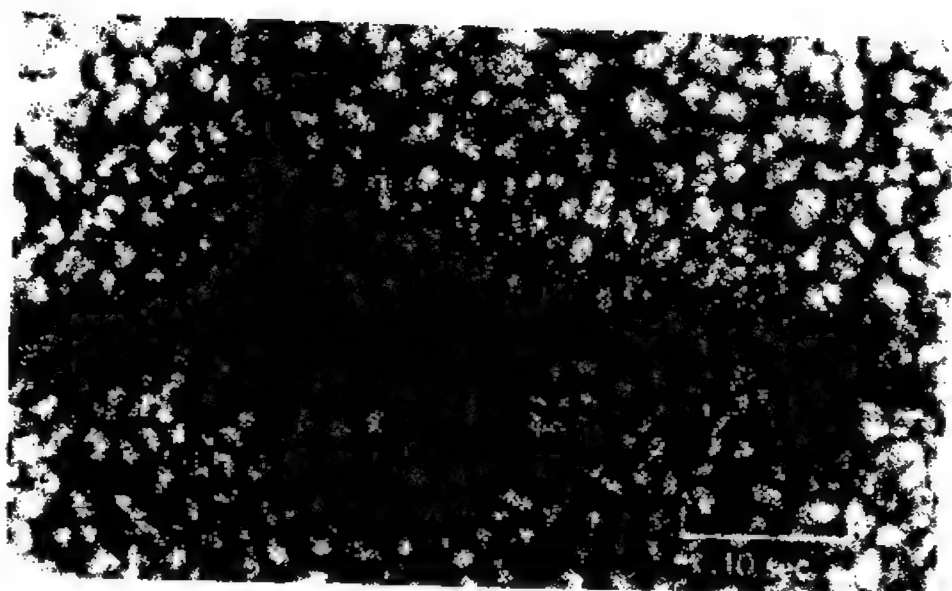


图 7.11 太阳表面上的米粒组织(白光照片)

的亮度与它的高度有关，而且各个米粒的亮度也不严格相同。米粒内的温度也比周围高大约100—300开。

既然米粒是剧烈运动着的气体元，所以其寿命并不长。用统计方法测出的米粒平均寿命约为8分钟，但个别的时间可维持15分钟以上。利用多普勒位移测得米粒中心的上升速度约为0.4千米/秒，并且还有大约0.25千米/秒的水平外流速度。

2．超米粒　1954年，有人在测量太阳自转时发现光球上层有一种大尺度的水平方向运动，从而认为在太阳上还有一种"超米粒"存在。1960年莱顿的研究证实了这个结论。七十年代，通过太阳磁像仪及空间探测的手段，对超米粒的研究也达到了更加深入的阶段。在宁静太阳上，超米粒的数目大约保持在2500左右，其直径在20000到60000千米之间，而观测表明，其平均直径为30000—35000千米。超米粒的寿命也较长，一般为20—40小时，平均为24小时左右，比米粒的寿命长180倍。超米粒的运动图像如图7.12*b*，它中心区域的气体平均以0.04千米/秒的速度缓慢上升，然后其中一部分物质开始由中心区域向四周边缘流去，到了边缘才以比中心上浮速度大一倍的速度(约0.09千米/秒)向深处下沉。

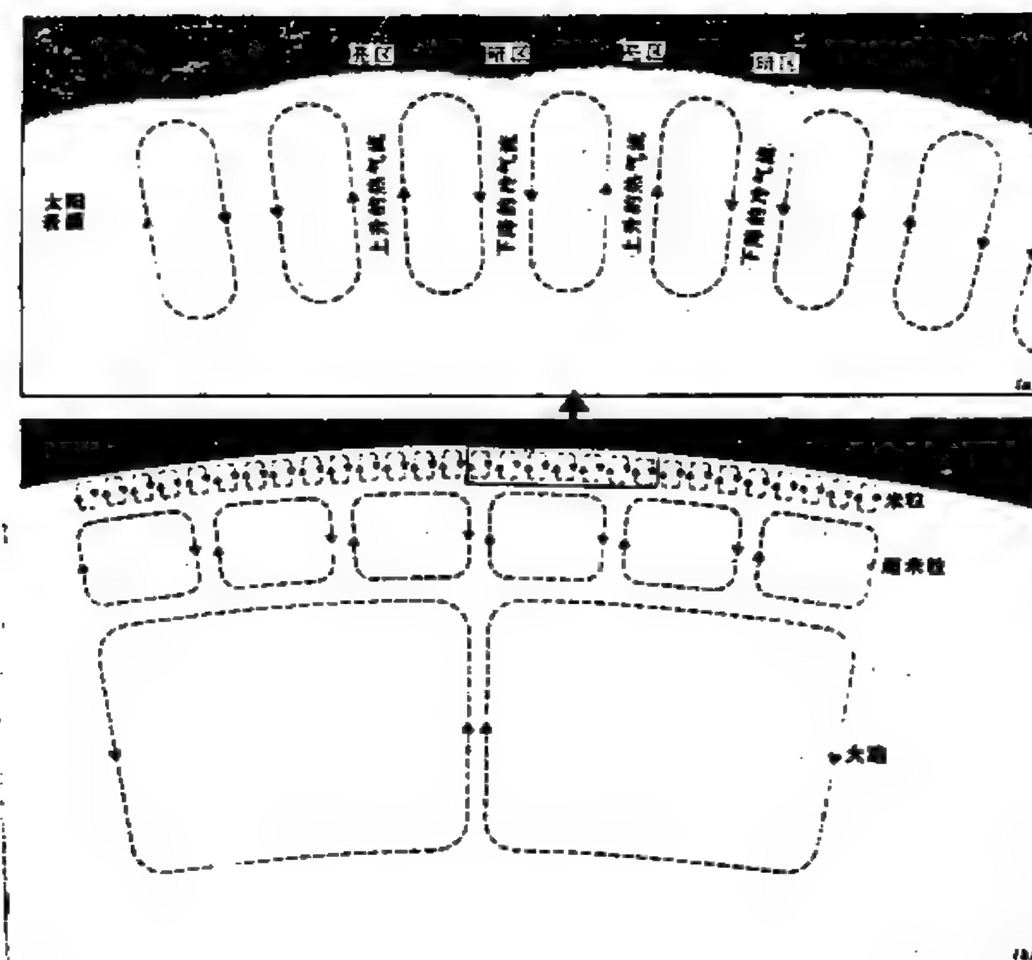


图7.12　米粒和超米粒

不能认为超米粒与米粒的区别仅在于形成它们的对流元大小不同而已。实际上，它们之间还有本质的差异。形成米粒的有效深度是400千米左右，位于光球层内，而超米粒却产生在对流层中，它们常位于光球之下7000—10000千米的深处；而且，米粒反映出来的是亮度上的差别、温度分布的不均匀，而超米粒却是光球速度场不均匀性的表征；米粒基本上没有磁场结构，至少小到目前仪器还无法测出，但超米粒的边缘却有比太阳普通磁场强百倍的磁场，强度可达10^{-2}特，因而不能把它看作是单纯的光球现象。

对于超米粒的成因，现有两种看法：一种观点认为是由于对流层内有一HeⅡ和HeⅢ区，它们造成了对流不稳定性，从而出现了这种超米粒；另一种理论则倾向于认为这是对流层内磁场和对流运动互相作用的产物。

§7.4 色　　球

色球是太阳大气的中层，但平时却不易观测。过去只是在日全食的短暂时刻，人们才发现日轮边缘上还有一层玫瑰红的绚丽色彩——色球层的名字也是由此而来的。1892年海耳(G.E.Hale)发明了用单色光观测太阳的方法，1933年李奥创制出专门观测色球的色球望远镜，使得色球的研究很快发展起来。

一、闪光光谱

在日全食的食既及生光的瞬间，月球视面刚好把整个太阳视圆面遮盖住，薄薄的色球层便呈现为一段狭窄的圆弧状，这相当于一个天然的狭缝，人们抓住这几秒钟内的大好时机便可直接拍到色球层的光谱(彩照7)。

闪光光谱是发射光谱，只有发射线而没有吸收线。第一条闪光光谱是在1870年得到的。过去人们认为闪光光谱仅仅是把光球的夫琅和费光谱的吸收线变为发射线而已，好象照相的正片、负片一样，本质上并无什么区别,所以过去把色球层又称之为“反变层”。但三十年代后，一系列事实使人们改变了看法，闪光光谱和夫琅和费光谱有许多差别：闪光光谱中有许多很强的氢线和氦线，其中 656.28 纳米的 H_α 线占绝对优势，这也是色球呈鲜艳红色的原因所在。而光球中氢线却很少，也不强，氦线在可见光区则根本不出现；而且闪光光谱中还有光球中没有的一些稀土元素的谱线。

两者差别的原因在于色球与光球的物理条件不一样。一方面，色球层内的物质密度和压力比光球低得多，另一方面，色球层的温度却又随高度而变，在色球底部接近光球处大约为4560开左右，而在中层处的温度却达8000开，高层则达10^5开。

从光谱分析中还可以确定，色球层的化学组成与光球基本上相同。这是由于太阳大气内的物质经常在流动，使得各部分物质经常在互相混和的缘故。

我国的日全食观测起步较迟，但是在1980年2月16日昆明日全食时，第一次成功地拍得了闪光光谱。根据分析和处理，在479.9—584.5纳米的波段内已证认出了 1042 条色球谱线以及钠 D_1 (589.6纳米)线、D_2 (589.0纳米)线、氦的 D_3 (587.6纳米)线。此外还有三条日冕谱线，即530.3纳米的十三次电离铁线，544.6、569.4纳米的十四次电离的钙线。在所证认的谱线中，还有72条谱线是国外几次主要观测中均未见发表过的，从而可以认为这是我国的太阳外层大气光谱研究的里程碑。1983年，中国科学院又组织了一支观测队伍，专程赴南半球的巴布亚新几内亚观测于6月11日发生的日全食，得到了质量更高的色球有缝光谱，更为研究提供了珍贵的资料。

二、色球层的结构

色球层是一个充满磁场的等离子体层，其厚度大约为 2000 千米左右。用单色光观测色球层，发现它的边缘不象光球那样很有规则，而是呈现出很不匀滑的锯齿形状，因此色球层的结构明显地具有不规则性。

如果从平均温度随高度分布来进行研究(图7.13)，则又常可把色球分为低层、中层、高层，厚度大致分别为400、1200、400 千米。有趣的是光球的温度是正常分布的，即随高度增大而降低，但色球层却与此相反，随着高度的增加，温度也逐步上升，而且温度梯度也逐步增加。在低色球层，温度从光球顶部的4560开先稍降一些后又上升到5200开，与光球中部相仿；中色球层温度从5200开升至约8000开；而高色球层则急剧上升到10万开以上（表7.6）增加一个数量级。



图 7.13 太阳大气内温度随高度的分布曲线

当然这是按照温度分布曲线来分层的，但实际上色球内并没有明显的边界，而且其物质分布本身又很不均匀。

研究色球经常采用单色光观测。在一般白光观测时，所得到的太阳像是光球，而用单色光观测时，则可把光球其他波长的辐射滤去。例如，通常使用氢的 H_α (656.3纳米)和电离钙的K线(393.4纳米)，如果把狭缝严格放在这些线的中心位置，则光球的辐射几乎全部被挡住，而只得到色球像。而这样得到的色球像的确也与光球像迥然不同(图7.14)，更有意义的是调节狭缝离谱线中心的

距离（一般以0.01纳米为单位调节）还可得到色球层不同高度处的图像——离谱线中心越远，高度越小(即越接近光球)。例如，当狭缝离线心距离为0.05纳米时，几乎已到了色球的底层，这样的色球像与光球像的区别就很小了。

色球层上有许多现象值得研究，它们是：针状物(日芒)、色球网络、谱斑、冲浪、细链、日珥、耀斑等。

表 7.6 色球层的模型

高度(千米)	$R(R_\odot=1)$	$T(K)$	$\lg N$*
0	1.0000	4560	22.13
200	1.0003	4180	21.35
500	1.0007	5230	20.08
1000	1.0014	6420	18.25
1500	1.0022	8000	17.17
1900	1.0027	11000	16.82
1990	1.0028	28000	16.40
2000	1.0029	100000	16.11
2010	1.0029	190000	15.77
2100	1.0030	470000	15.32

* N为原子的数密度，单位是个/米^3。



图 7.14 太阳的(单色光)色球像

三、针状物(日芒)

从高分辨率的色球的单色光观测中，可以清晰地看到色球的边缘是由许多细小的“火舌”组成的，宛如簇簇燃烧着的草丛，实际上当然是明亮而细长的流焰(图7.15)。



图 7.15 针状物

针状物的形状常在改变之中，其平均寿命约 5 分钟，它的高度大约 6″—14″、宽约 1″ 多，平时所见的针状物似乎极区比赤道区的更高些，但实际上的真高度相差不大——平均宽约 800 多千米，长约9800千米。因此也有人认为色球层的厚度应为10000千米以上。针状物的方向不是径向，而是与垂直方向有20°的交角，一般认为这是日面磁场作用的结果。

针状物的数目随着高度的增加而减少，有人估计，在色球中层处，大约有 25 万个，在离日面 3000 千米处则减少到 93000 个，而到 15000千米时已剩下无几，约 200来个了。从观测可以得知，针状物在色球中层处形成后即以 25 千米/秒的速度上升，显然这个速度远远小于太阳的逃逸速度618千米/秒，因此它迟早终将落回到色球中，但是它在上升中，必然会造成一些动力学的不均匀现象，因为无论从温度还是物质密度讲，色球与日冕都有巨大的差别，看来它在色球与日冕的能量平衡、质量平衡中有重大作用。

针状物内的物质密度为 2×10^{-10} 千克/米^3，有人还观测到针状物有转动的现象，估计它内部的磁场强度为 6×10^{-3} 特。

七十年代中期，美国发射的“天空实验室”从远紫外观测中发

现了超针状物。它们的宽和高都是针状物的10多倍(高约60″，宽20″—30″)，其能量大100倍，喷射的速度达140千米/秒，一直可以上升到35000千米的高度，即到日冕区后才落回色球，其存在的时间可长达40分钟，从升降过程中的能量计算表明，超针状物的大部分物质落回色球，但也有部分物质成为日冕的补充来源之一。

四、色球网络

在专门以单色光观测太阳的色球望远镜中，太阳像是一个纵横交叉、又由众多的亮斑和暗斑组成的错综复杂的网络(图7.16)，被网络链所围住的“元”大小在30000—35000千米之间。

日面的色球网络图像随观测波长不同而呈现出不同的形态，如在H_α线心是暗元背景反衬下的亮网络，但在H_α线翼却正相反，是亮元反衬下的暗网络，而且它们的变化似乎也有区别。一般讲来，钙网络(亮网络)组织比较稳定，而氢网络却呈现出很复杂的变化；在高分辨率的观测中，还能发现网络中还有比较复杂的精细结构。

色球网络可以延伸到大约9000千米的高度，与针状物相当，其寿命大约为19—21小时。一般还认为，色球网络是光球网络的向上延伸，而后者又是前者的向下的顺延，而且色球网络的亮边界和超米粒组织的边界也大致相吻合，因此有人认为它们可能是同一种现象的不同表现。事实上，它们都与光球上的磁场分布密切有关，网络中纵向磁场的强度约10^{-3}—10^{-2}特。

五、冲浪

色球中还有一种物质抛射现象——冲浪(图7.17)。实质上冲浪起源于光球中的活动区域，在日面边缘处，冲浪表现为一个小而明亮的小丘，顶部以尖钉形状向外急速增长，它的底部几乎即

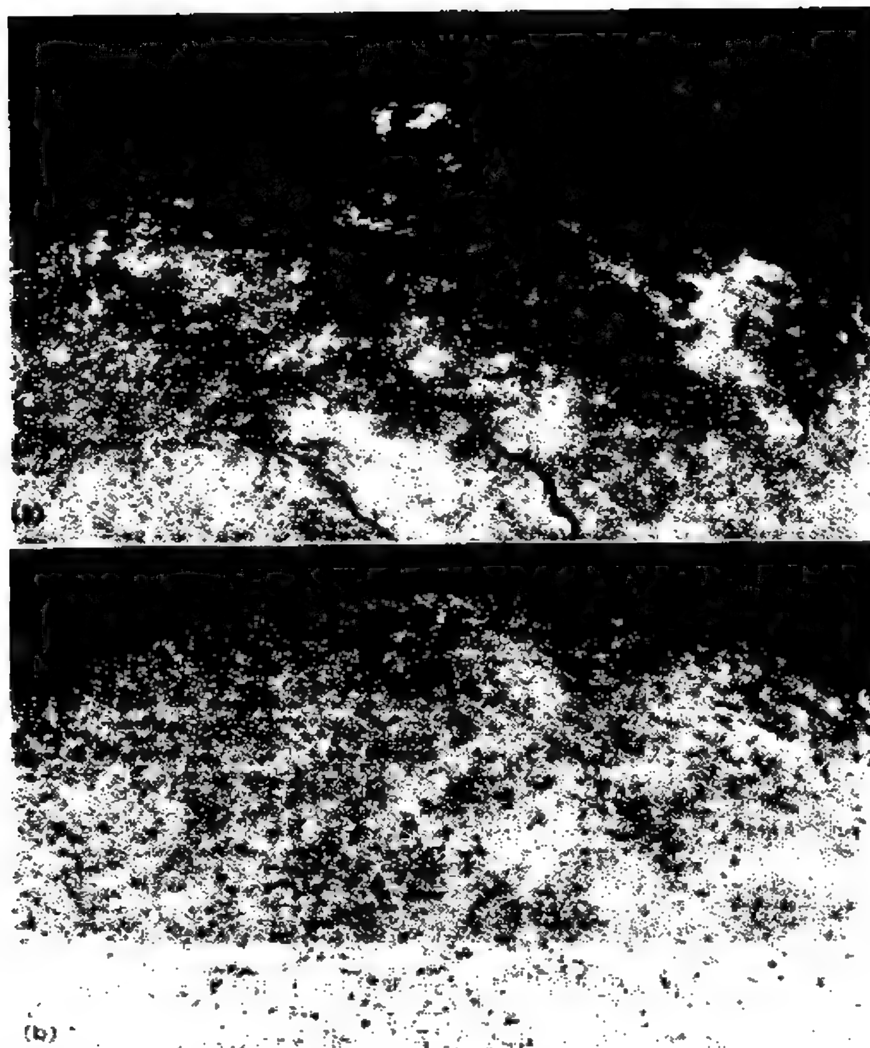


图 7.16 色球网络

(a) H_α 所摄；(b) 离H_α 线心0.07纳米处摄

在黑子之中，而上升的高度则各不相等。小冲浪只有区区几百千米，大冲浪则可达5000千米，最大的竟可达一、二万千米，其中包含的物质质量约为10^{11}—10^{12}千克。

高分辨率的观测资料还显示出冲浪内也有细节结构——它们由非常小的一束纤维组成，每条纤维间相距几角秒，但却是作为整体一起发亮、一起运动。冲浪的运动与针状物的匀速运动不同，

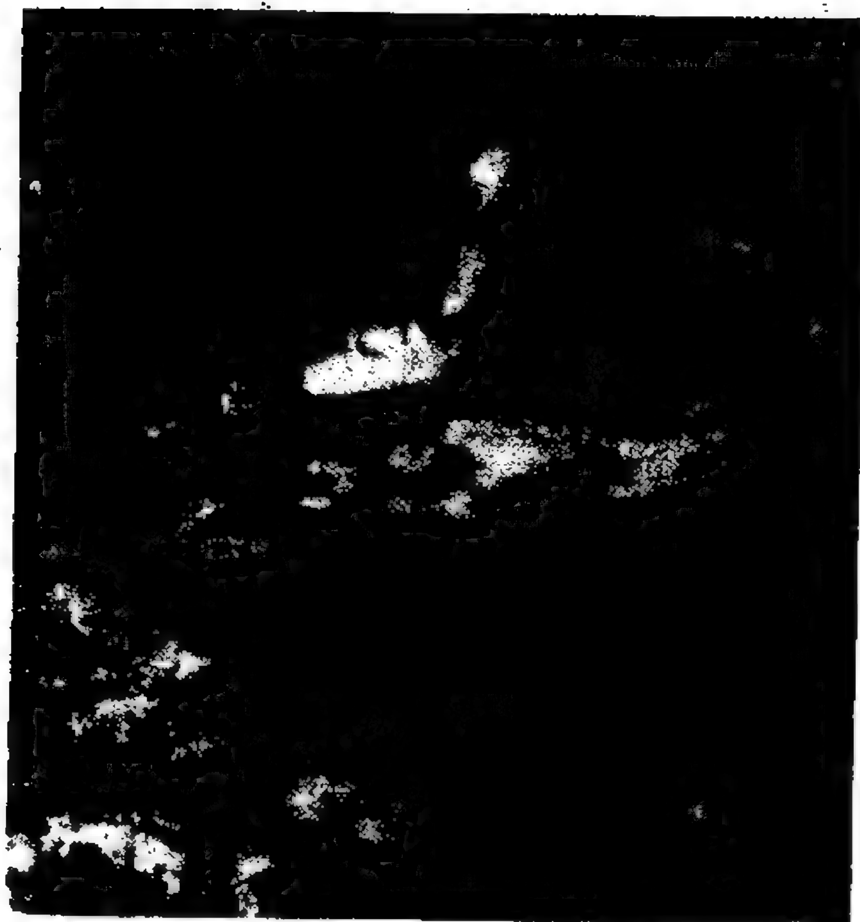


图 7.17 色球层中的物质抛射——冲浪(摄于1971年8月20日)

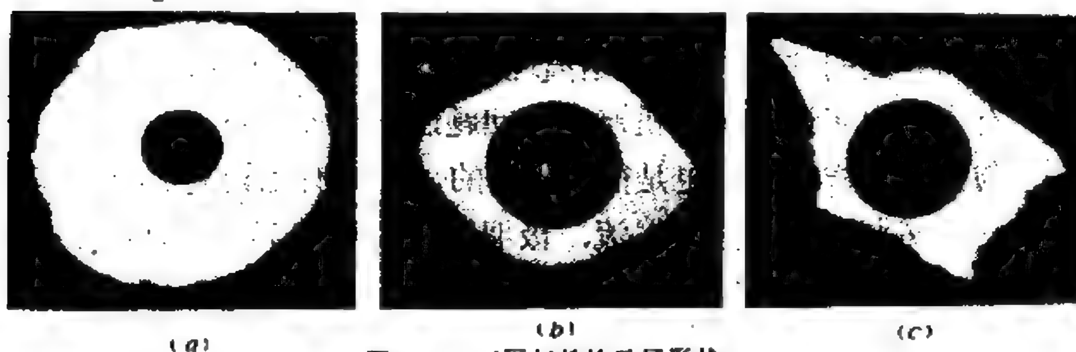
常常先以1.2千米/秒²的加速度上升，使它达到100—200千米/秒的速度，但到达最高点后又以加速度运动返回日面。

观测表明，冲浪有很强的重复出现的趋势，当它沿上升的轨道下落后，一般又会触发产生新的冲浪腾空而起，但规模及高度则一次比一次小，似乎受到了某种阻尼作用，一般认为它们的活动取决于太阳活动区的强磁场。

色球中还有诸如光斑、谱斑、日珥、耀斑等强活动现象，将在以后分别介绍。

§7.5 日　冕

在日全食的短暂瞬间里，人们常常可以见到太阳的周围除了绚丽的色球外，还有一大片异常洁白美丽的晕光，这就是太阳大气的最外层——日冕。由于日冕内的物质十分稀薄，其本身的形状又随太阳活动的强弱不同而有明显的变化(图 7.18)，所以很难确切地划定它的外边界。但一般常取为几个太阳半径。



(a)　(b)　(c)

图7.18　不同年份的日冕形状：
(a) 太阳活动极大年份；(b) 太阳活动极小年份；(c) 太阳活动一般年份

一、概况

日冕内的物质处于高度电离的状态，主要由质子、高速自由电子以及高度电离的离子所组成。在密度较大的日冕底层，其数密度也仅在 4×10^{14} 原子/米^{3}左右，约相当于 2×10^{-12} 千克/米^3。日冕的亮度很低，大约只有光球辐射的10^{-6}，在黑子极大时为 $1.3\times10^{-6}L_{\odot}$，而在太阳活动极小即黑子极少时还要小，仅 $0.8\times10^{-6}L_{\odot}$，几乎小一倍。所以在1931年日冕仪发明以前，人们唯有抓紧发生日全食的短短几分钟时间进行观测，获得的资料也相当有限。

日冕的辐射虽然很弱，但产生的机制却相当复杂，只是在可

见光区域的连续辐射比较简单，它是日冕物质对光球的连续辐射散射的结果，因此日冕的连续光谱的能量分布仍与普朗克分布相似。通常根据产生的机制不同而把日冕的白光大致分为K日冕、F日冕及E日冕(又称L日冕)三种成份。

日冕也可以人为地再分层，有人以离太阳中心$1.3R_{\odot}$为界分为内冕和外冕两层，但也有人把$1.3R_{\odot}$以外的“外冕”再分两层：$1.3—2.3R_{\odot}$称中冕，大于$2.3R_{\odot}$处称外冕。广义地说来，外冕一直可以与黄道光相连，囊括地球轨道的范围。

日冕内的原子处于高度电离的状态，这表明它的温度在10^6开数量级。观测还表明，太阳大气中的温度分布总的说来是随高度增加而升高的，这种反常的增温现象长期以来困惑着天文学家，虽然有人提出了许多加温机制，但问题还远远没有解决。

与色球一样，日冕也是很不均匀的，同样有比较复杂的细节结构——冕洞、凝聚区、冕流、极羽等等，将在下面分别叙述。

二、光谱

日冕的光谱非常奇特，曾一度使人们感到茫然不解，观测表明，内冕与外冕的光谱竟然截然不同。内冕的光谱是由比较微弱的连续光谱叠加上几条发射线组成，完全没有吸收线，但外冕的光谱却几乎与夫琅和费光谱相同——连续谱上只有许多吸收线，没有任何发射线。这又一次证明了外冕的光谱是行星际尘埃对光球辐射的散射造成的。

内冕光谱为什么没有夫琅和费线呢？最好的解释便是因为日冕中百万度的高温使电子运动的速度十分可观，热运动的速度方向对于视线有各种倾斜角，这样使原来的谱线由于视向速度有很大的弥散而变得非常宽漫。例如夫琅和费光谱中最强的Ca Ⅱ H和K线已宽达几百纳米，这样，通常的暗线也就不成其为吸收线了。

在可见光区域中，内冕除了有一些通常所见的发射线外，还

有20来条十分陌生的发射线(表7.7)，最突出的有三条，波长分别为：530.3纳米(绿色)、637.4纳米(红色)及670.2纳米(红色)。自自1870年从日食中发现了这些奇特的谱线以来，天文学家一度认为这是太阳上仅有的新元素,还为它命名为“氪”。可是人们并没有像氦那样获得预期的成果，几十年的努力都无法弄清“氪”的真面目，因而它困惑了人们整整七十年。直到1941年，这个“谜”才为瑞典的光谱学家埃德伦（B.Edlen）揭开。原来，它们并不是什么新元素的谱线,而是极普通的元素在日冕的特定条件下产生的“禁戒谱线”—— 禁 线（见§10.3）。例如，最美丽、醒目的530.3纳米绿线原来是十三次电离的铁离子Fe XIV产生的谱线;而670.2纳米与637.4纳米这两条红线,又分别是Ni XV和Fe X的产物。而这些禁线的出现也是说明日冕内的温度在一、二百万度左右的证据之一。

表7.7 波长300—800纳米内较主要的日冕禁线

禁线波长（纳米）	产生的离子	禁线波长（纳米）	产生的离子
398.7	Fe XI	670.2(红线)	Ni XV
637.4(红线)	Fe X	706.0	Fe XV
789.2	Fe XI	332.9	Ca XII
338.8	Fe XIII	360.1	Ni XVI
364.3	Ni XIII	408.6	Ca XIII
423.2	Ni XII	441.2	Ar XIV
511.6	Ni XIII	544.6	Ca XV
530.3(绿线)	Fe XIV	569.4(黄线)	Ca XV

在实验室条件下，禁线是不易出现的，但日冕的奇特物理状态——极低的物质密度、极高的运动温度加上辐射场的能量密度特别小——对于禁线的产生提供了很有利的条件(见§10.3)，加上日冕物质对于这些禁线几乎完全透明，从而得以产生有一定强度的日冕禁线，因而使它们成为内冕光谱的重要标志。

空间探测又使人们获得了高分辨率的紫外、远紫外和X射线

区域的日冕光谱，在这些频谱内有许多密集的发射线：如217纳米(Fe XII)、215纳米(Si IX)，140纳米(OIV)、124.2纳米(Fe XII)等等，这对论证日冕禁线、确定元素丰度都是很有帮助的。

三、冕洞

日冕并不是均匀的，早在1950年瓦尔德迈尔就认为日冕上有一些辐射和亮度都比周围小得多的区域——冕洞(图7.19)。六十年代之后，人们利用各种探测手段先后在X射线、远紫外线及射电波段都观测到了冕洞，从而使冕洞的存在得到了一致的公认。

冕洞大致可分为极区冕洞、孤立冕洞和延伸冕洞三种。根据美国"天空实验室"的观测，日面上冕洞的总面积约占日面的1/5



图 7.19　用X射线拍得的冕洞照片

左右，而其中 3/4 是面积很大的极区冕洞。有趣的是一个极的冕洞变大时，另一个极的冕洞就变小，从而使两极的冕洞面积之和基本保持不变。

冕洞的寿命是比较长的，平均可以达到五到六个太阳自转周期，也有一些冕洞的寿命甚至可达一年。这种长寿命的冕洞过去曾称之为"M 区"。因此，日冕的变化比较缓慢，有时在一个太阳自转周期内，面积几乎看不出什么变化，观测表明，它的增长或衰减速率为$(1.5\pm 0.4)\times 10^4$千米^2/秒。

冕洞对于太阳表面的相对运动很小，赤道上的冕洞几乎与太阳一起在作刚性自转，而在纬度40°处的冕洞转动速率只比同纬度上的黑子快 7 %。

把冕洞边界与太阳大尺度磁场相比，冕洞多出现在大的单极磁区中。按单极磁区的极性，冕洞也就可分为正极型和负极型两种，但是决定冕洞存在的并不是磁场强度，因为观测表明，冕洞内外的磁场强度并无明显的改变，如极区冕洞的磁场总是为1×10^{-4}特左右，由此可知，冕洞实际上取决于太阳大尺度磁场势的几何形状。

冕洞的平均密度只有其周围的 1/3 左右，而在冕洞中心区则更小，大约只有周围日冕的 1/10。

冕洞的发现是太阳研究中的重大成果，但是其形成的机制、冕洞的变化与太阳活动周期有什么关系，冕洞的边界如何演变等这一系列问题，还有待于进一步研究。

四、日冕凝聚区

与冕洞相反，日冕中还有一些电子密度比周围大的区域——日冕凝聚区。实际上，它只是太阳局部活动区在日冕中的延伸。

因观测使用的波段不同，凝聚区又有光学的和射电的之分，光学的日冕凝聚区大致成环状或亮节，内部还有精细结构，其高度

约为$(0.5—1)\times 10^5$千米，厚约5000千米，其中的电子密度比周围日冕区大2—10倍，而温度也高得多，可达4×10^6开。

射电日冕凝聚区的大小及寿命都与观测使用的波长有关，总的说来随着波长的增加,其面积和寿命也增大，测得其温度为$(0.6—3.8)\times 10^6$开，它同样也有精细结构。

实质上后来发现，光学日冕凝聚区和射电日冕凝聚区的空间位置有很好的相关性,因此现在认为，两者可能是同一个整体,所表现出来的某些局部差异是由于精细结构不同造成的。

日冕凝聚区还有较强的X射线辐射，比周围日冕区的X射线辐射强70倍,这也进一步证明了凝聚区内的电子密度确实比较高。

五、冕流与极羽

冕流也称为射流，它和极羽是日冕中比背景明亮的延伸结构。冕流的长度和宽度都随太阳活动而变化，大约在一、二个$R_\odot$间，黑子多时较短,黑子少时则长,而宽度大约是长度的$\frac{1}{10}$—$\frac{1}{20}$。一般认为，冕流乃是日冕的非均匀磁场造成的。它向外膨胀、扩散的速度在1—10千米/秒之间。

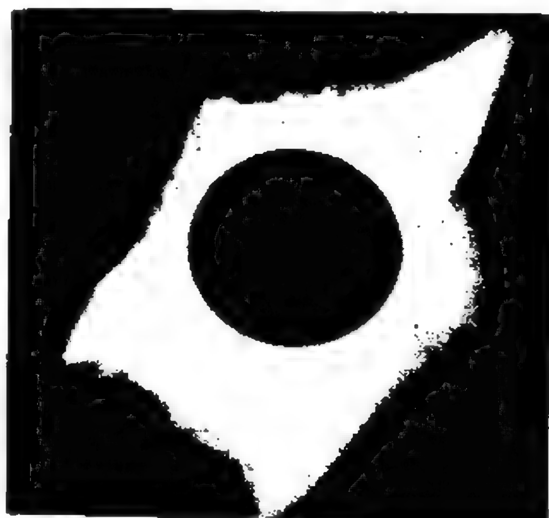
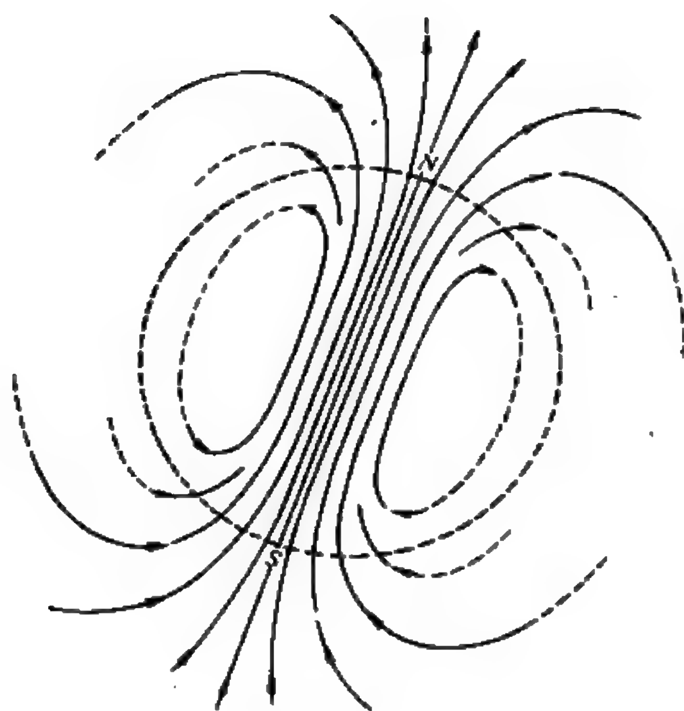


图7.20 极羽与磁场密切相关

(a) 极羽情形

极羽又是另一种比日冕背景明亮的延伸结构(图7.20a),但与冕流的区别是它的形状似片片羽毛，且也仅限于在太阳的两极地区出现。而极羽的名字也正体现了这两个特点。极羽在太

阳活动极小时期更加明显。从观测发现，极羽与太阳的表面磁场有很强的相关性，因此可以通过观测极羽来画出太阳表面的偶极场来(图7.20*b*)。



(*b*)磁场分布

图 7.20 极羽与磁场密切相关

七十年代的空间探测还发现了一些日冕的瞬时现象——突如其来的一些物质抛射，这就改变了人们以往认为日冕结构比较稳定的看法。因为这种物质抛射不仅涉及到很大的质量和能量，而且发生也较频繁。据估计，每次抛射的物质为10^{13}—10^{14}千克，抛射速度可达500千米/秒，即能量在10^{24}焦耳左右，持续时间长的可达一到二小时，短的也有十几分钟，这种抛射也会使日冕的结构产生局部的变化。

六、太阳风

六十年代研究太阳的另一个重大成果就是证实了太阳风的存在。

太阳风是一种形象的说法，实际上它是从太阳外层大气即日冕中不断发射出的一种比较稳定的粒子流，其中的粒子主要是质子和电子，其次是氦原子核，因此也是一种带电的粒子流。冕洞发现后，人们又证实了冕洞是真正的“风源”。原来，日冕中粒子

所受的引力小于内外的压力差，无法保持力学平衡，因而从冕洞中向外逸散。

经过长期测定，在地球轨道附近太阳风的流速为450千米/秒左右，质子和电子的数密度为 8×10^6 个/米^3，电子运动温度在 $(1-1.5)\times10^5$ 开，磁场强度为 5×10^{-9} 特。当然，有关太阳风的各种参数，因太阳活动的强弱而有变化，如在太阳活动极小的年份中，太阳风在地球附近的流速可减小至320千米/秒。

太阳风在经过地球轨道后仍然继续向外“吹”去，一直可达到太阳系之外与星风相混和。因此，太阳风能和各行星的磁层发生比较复杂的作用，导致许多等离子体及磁扰现象。

如前所述，太阳风也是造成彗尾背向太阳的主要原因。有人算得离太阳距离 r 处的太阳风的动力压力为：$2\times10^{-9}\cdot r^{-2}$ 牛/米^2。显然，随着彗星接近太阳，r 减小时，其压力以平方律增大。

太阳风造成的太阳质量减小是微不足道的，一般估计为 $2\times10^{-14}\ M_\odot$/年，因此，通常可不予考虑。

空间探测的资料表明，太阳风中的粒子成分与太阳大气有明显的差别，其中氦的比例尤为明显。太阳风中氦的相对丰度虽因太阳活动而有很大的起伏（可达一个数量级），但长期平均值为氢的4.5%，比太阳大气中的相对丰度明显低得多。这表明，不同荷质比（粒子的电荷与质量之比）的离子在日冕中已经初步被分离开了。

§7.6 黑　子

黑子是太阳光球上的暗黑斑点，是最先观测到的日面现象之一，也是太阳活动的最基本标志。黑子大多呈现为椭圆的形状

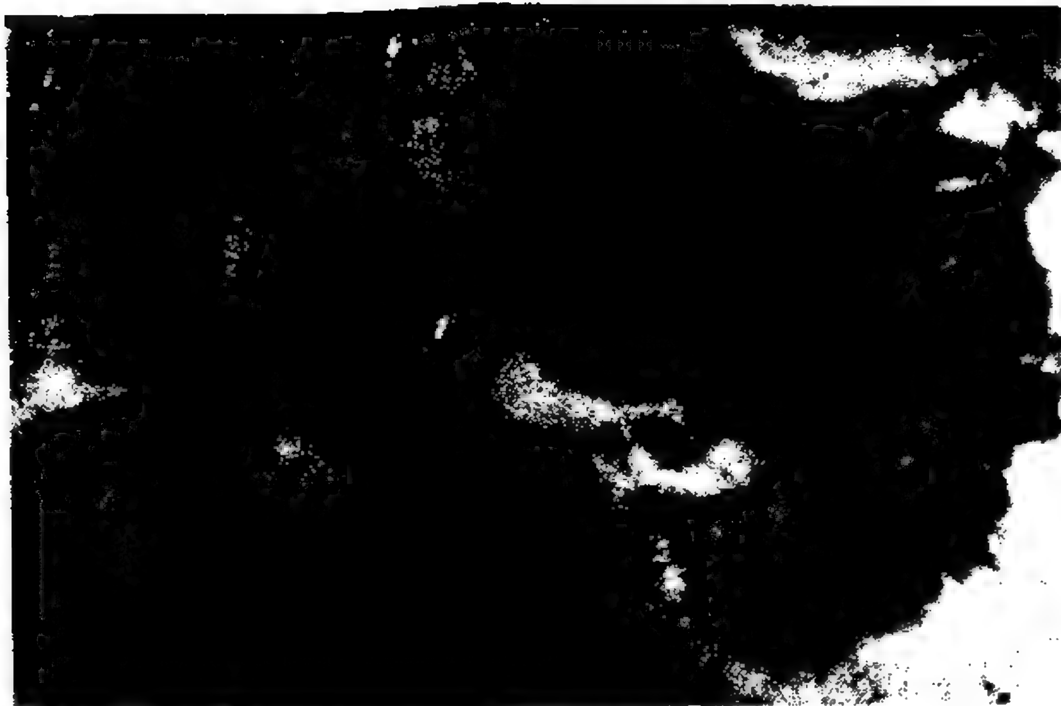


图7.21　1982年6月18日出现的大黑子
（南京大学天文系摄）

（图7.21），在明亮的光球背景下它显得比较暗黑，但实际上它们都是高温的磁流气团，其温度也在四千开以上，倘若能把黑子单独取出，一个大黑子也可发出相当于满月的光。

一、黑子的结构和形态

太阳光球上的黑子大小不一，大的可达200000千米以上，地球上可见的最小黑子约1000千米。统计表明，黑子的寿命与其大小有关，黑子越大，寿命越长；个别寿命短的小黑子，几小时后即会消失，但一般的都有几天、十几天，大黑子则可长达几个太阳自转周期。

黑子，尤其是较大的黑子都由本影和半影组成（图7.22）。本影是黑子的核心，明显可见它向太阳表面凹陷下去，有人算得当取光球有效温度为6050开时，本影中的温度为4240开；半影是黑子边缘稍亮的部分，有效温度为5680开。



图 7.22 黑子的本影和半影（南京大学天文系摄）

发展比较完全的黑子，本影的直径约为半影的40%，与光球相比，它们的亮度分别是光球的25%和75%。近年来对黑子进行的高分辨率观测表明，暗黑的本影内并不均匀，还有许多活动现象，例如存在本影点、本影闪耀、亮桥等。本影点是一种明亮的光点，其亮度与光球相仿，直径约200千米，寿命约25—60分钟；本影闪耀则是用单色光观测时发现的一种活动现象，它表现为一种迅速向外移动的小亮“结”，其寿命不过50秒左右，直径有2000千米，以平均40千米/秒的速度向半影移动。亮桥则是在黑子发展到后期才出现的跨越本影的奇特现象，它由多段亮节组成，亮桥

的形状、大小、亮度也各不相同，寿命是几小时到几天，亮的亮桥其亮度可与光球相当，亮桥出现过后，该黑子随即发生分裂或瓦解。

半影可以看作为本影与光球间的过渡区域，但它也常有复杂的精细结构：有许多大致径向排列的比半影更亮的纤维状结构，纤维的宽度平均为300千米，寿命平均为一小时。而那些结构复杂的黑子半影中还有一些形状不同的旋涡状结构，其亮度与光球相仿。

二、黑子在日面上的分布

太阳黑子的分布有明显的规律，这主要表现为纬度不均匀性及东西不对称性。

1．纬度分布的不均匀性　早在十九世纪，英国天文爱好者卡林顿（R.C.Carrington）已经发现，几乎所有的黑子都分布在±8°—±45°的纬度范围之内。1894年斯玻勒（G.Spoerer）进一步研究表明，绝大多数的黑子都出现在±30°附近，在黑子极大的年份，黑子大多出现于纬度±15°处。随着黑子的发展，它们的纬度逐步减小，但到±8°处，绝大多数黑子即告消失，这也称之为斯玻勒定律。如果以日面纬度为纵坐标，时间为横坐标来描绘黑子的日面分布，则形如蝴蝶，故称"蝴蝶图"（图7.23）。

统计表明，黑子在太阳南北两半球的数目一般并不相同，往往是南半球更多一些，但是北半球的黑子常常发展得更早些。

2．东西不对称性　1907年英国天文学家蒙德发现黑子在日面东西边缘的数目也不一样——日面东半边的黑子总比西半边更多，在东边形成的黑子比西边多，同时从日面东边缘转出来的黑子也比在西边缘消失的多。

一般认为，东西不对称性仅是一种视觉或光学现象，因为太阳自转时东半边是向着观测者，使黑子越看越清楚，而西边缘是

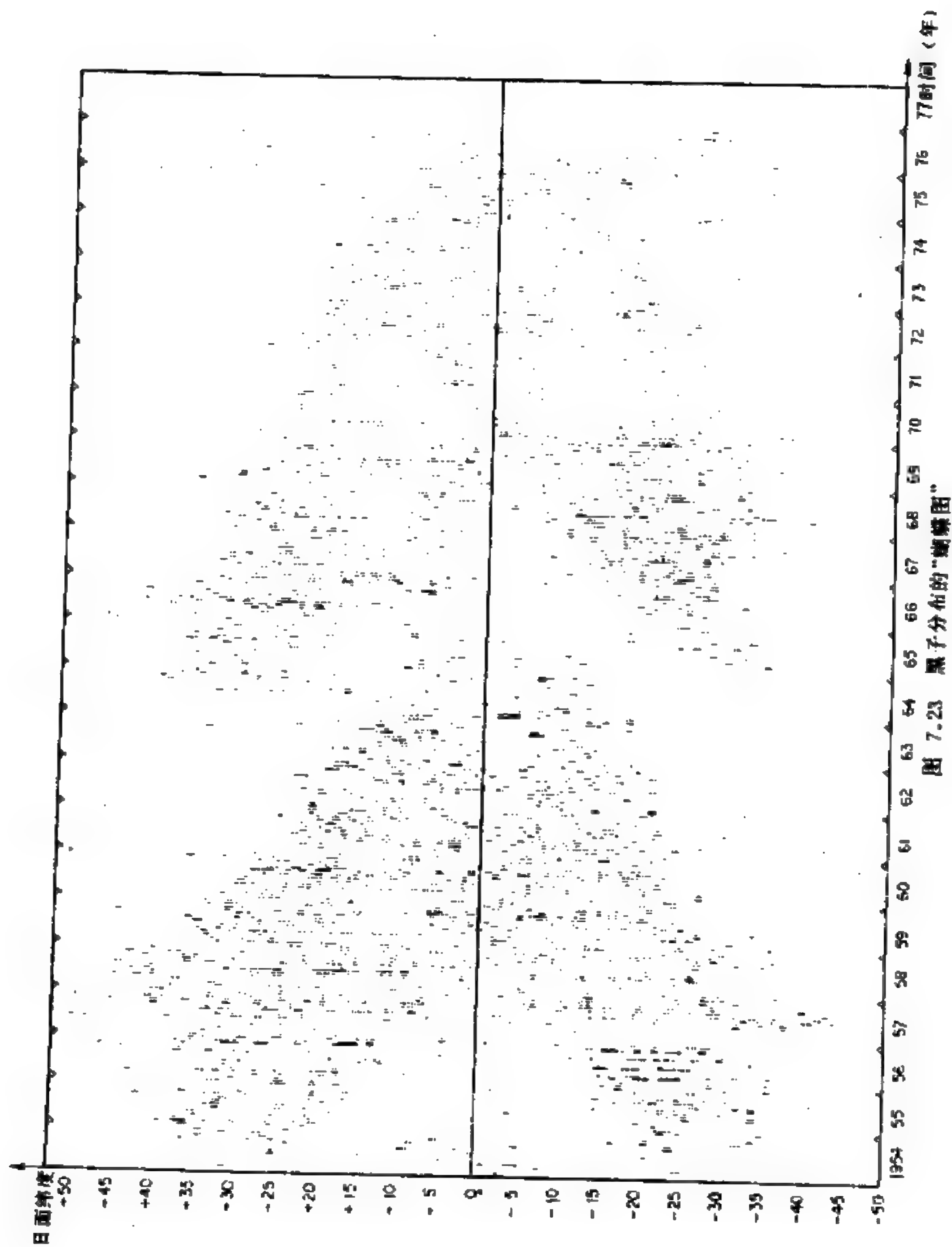


图 7.23 黑子分布的"蝴蝶图"

离开观测者，因此小黑子就不易被发现；其次的原因是黑子的长轴和太阳半径并不垂直，有一个向西的倾角(表7.8)，这样同一个黑子投影在东半边较大易见，而投影在西半边便显得小而不易看到(图7.24)；第三个原因可能是黑子成群时本身具有一定的不对称性。

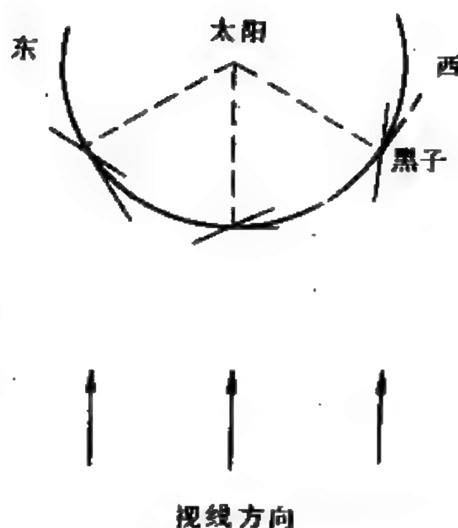


图 7.24 黑子长轴的倾角是东西不对称的原因之一

表 7.8 黑子长轴与太阳半径的夹角

日面纬度(度)	5—9	10—14	15—19	20—24	25—29	30—34
黑子轴与太阳半径的夹角(度)	3.6	5.4	7.2	9.9	14.4	19.0

三、黑子群及其分类

多数黑子是以成群的方式出现的，许多单个黑子也会发展为一群，一个黑子群包括的黑子少则几个、十几个，多则几十甚至一百以上。但一般说来，每个黑子群中有两个是主要黑子，群西部的(右边)称为前导黑子，东部的称后随黑子，两者的磁极通常相反。耐人寻味的是在同一太阳活动周内，无论前导黑子还是后随黑子，在同一半球上的极性始终不变，但南北半球却又正好相反。如第19活动周(1954—1964年)中，北半球的前导黑子为磁北极，后随黑子为磁南极；而在南半球上，前导黑子的磁极却为南极。然而在第20活动周(1965—1975年)中，北半球上的前导黑子却是磁南极，南半球的前导黑子为磁北极。因此有人认为，太阳活动的真正周期不是11年而是22年。

为了研究黑子的发展和变化，黑子也有不同的分类方法。

1．苏黎世分类法　这是一种比较普通的分类法，按照黑子发展过程分为九类(图7.25)用大写拉丁字母表示，

A——无半影的黑子或单极小黑子群；

B——无半影的双极黑子群，长轴方向和日面东西线大致平行；

C——类似B的双极群。但其中至少有一黑子有半影；

D——双极群。两主要黑子都有半影，但其中有一个黑子的结构比较简单，东西方向延伸不大于10°；

E——大的双极群。两主要黑子都有半影，且结构比较复杂，群间有若干小黑子，东西方向延伸大于10°；

F——黑子发展的顶峰，成为范围很大、结构很复杂的黑子群，东西方向常在15°以上；

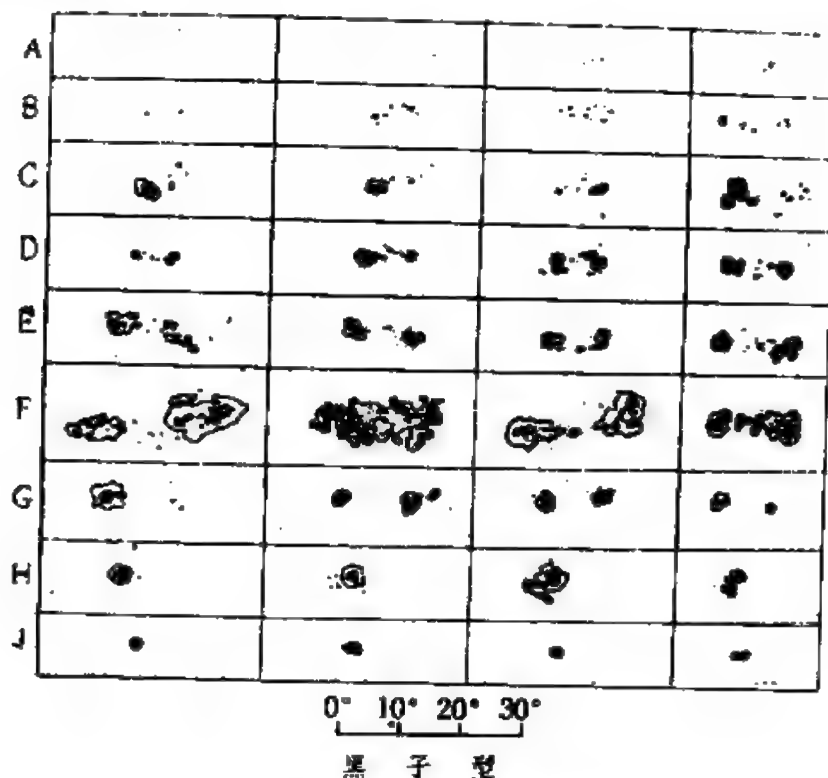


图 7.25　苏黎世黑子分类图

G——大的双极群，也在10°以上，但常只有几个大黑子而没有或很少小黑子；

H——有半影的单极群，直径大于2.5°，有时也有较复杂的结构；

J——有半影的单极群，直径小于2.5°。

2．磁分类法　用两个字母表示，第一个字母着眼于黑子的磁极，分为单极（α或A）、双极（β或B）、复杂极性（γ或r）；第二个字母以此极性是对应于前导黑子（P）或后随黑子（F），其特征可见表7.9。

表 7.9　黑子的磁分类法

分类号	主要特征
AP或αp	单极群，极性为本活动周所在半球前导黑子的极性。
AF或αf	单极群，极性为本活动周所在半球后随黑子的极性。
BP或βp	双极群，前导黑子的极性占优势。
BF或βf	双极群，后随黑子的极性占优势。
B或β	双极群，前导黑子和后随黑子的极性几乎相等。
Br或$\beta\gamma$	具有一般B型特征的双极群，但其中至少有一个小黑子的极性颠倒。
r或γ	极性混杂的复杂群。
D*或δ	同一半影内有彼此相距2°以内的异极性的黑子群。

* D型是在六十年代初补充进去的。

四、黑子相对数

太阳活动强弱最明显的标志就是黑子的多寡和大小，因此黑子计数是一项长期的观测项目。我国早在纪元前便有许多目视的观测记录，无疑这是十分珍贵的资料，然而只有在1610年望远镜用于天文观测后才有可能逐步积累完整的太阳黑子资料。1849年，瑞士苏黎世天文台的罗·沃尔夫（R. Wolf）提出了一种统计方法，因而也称沃尔夫黑子数，或沃尔夫相对数。这种记录的黑子数实质上是某种加权平均，故称黑子相对数，其定义是：

$$R = k(10g + f) \tag{7.15}$$

式中g是日面上黑子群的群数，f为单个黑子数，k是一个与观测仪器、方法，观测时的天气、观测者的经验等多种因素有关的换算因子。沃尔夫把自己的因子定为$k=1$，其他观测者的k值则需要通过长期与苏黎世天文台的观测资料相比较而得，即有

$$k = \frac{R_z}{10g + f} \tag{7.16}$$

式中R_z即为同时期的苏黎世天文台的黑子相对数。

显然黑子相对数受到投影效应的影响，在日面边缘地区，一些小黑子常不易见到。同时，这也仅表示可见半球上的黑子数，而不是"全球黑子数"，而全球黑子数则要通过某种理论来估算。

不难想象，太阳活动的强弱一定也与黑子的大小有关。1874年，格林尼治天文台开始观测黑子的总面积A（以太阳可见半球面积的10^{-6}为单位），即把所有黑子归算到日面中心后相加。

A与R之间是否有关？目前也存在两种观点，有人认为虽然每天的A与R似乎无关，但从年平均值看有如下关系成立：

$$\frac{A}{R} = 16.7 \tag{7.17}$$

但也有人认为A/R值与太阳活动的极大或极小有关，并非是常数，如在黑子极小年，A/R值较小，极大年份的A/R值较大。

五、太阳黑子周期

通过长期观测积累的资料发现，黑子相对数的年平均值大致有周期性的变化。在图7.26中曲线高峰处相对应的年份称为极大年或峰年，如1969年、1979年等，而曲线低谷处相对应的年份称极小年或谷年，如1976年、1985年（表7.10）等等。

应当说明的是黑子周期仅是一种准周期或统计的平均值，有

表 7.10　黑子极大、极小年的黑子数及周期

极小			极大		
年　份	黑子平均数	周期(年)	年　份	黑子相对数	周期(年)
1755	9.6		1761	85.9	
1766	11.4	11	1769	106.1	8
1775	7.0	9	1778	154.4	9
1784	10.2	9	1787	132.0	9
1798	4.1	14	1804	47.5	17
1810	0.0	12	1816	45.8	12
1823	1.8	13	1830	71.0	14
1833	8.5	10	1837	138.3	7
1843	10.7	10	1848	124.3	11
1856	4.3	13	1860	95.7	12
1867	7.3	11	1870	139.1	10
1878	3.4	11	1883	63.7	11
1889	6.3	11	1893	85.1	10
1901	2.7	12	1905	63.5	12
1913	1.4	12	1917	103.9	12
1923	5.8	10	1928	77.8	11
1933	5.6	10	1937	114.4	9
1944	9.6	11	1947	151.5	10
1954	4.4	10	1957	190.2	10
1964	10.2	10	1969	105.6	12
1976	12.6	12	1979	155.4	10
1985	17.9				

的不到9年，有的达13.6年①，只是长期平均才为11.2年。同时随着研究的不断深入，人们又发现了其中还有22年及80年的周期，有人还认为黑子周期中可能还隐含着更长的周期值。严格地说，太

① 以黑子极大年计算周期的涨落较大，但一般以极小作准，故最长为13.6年。

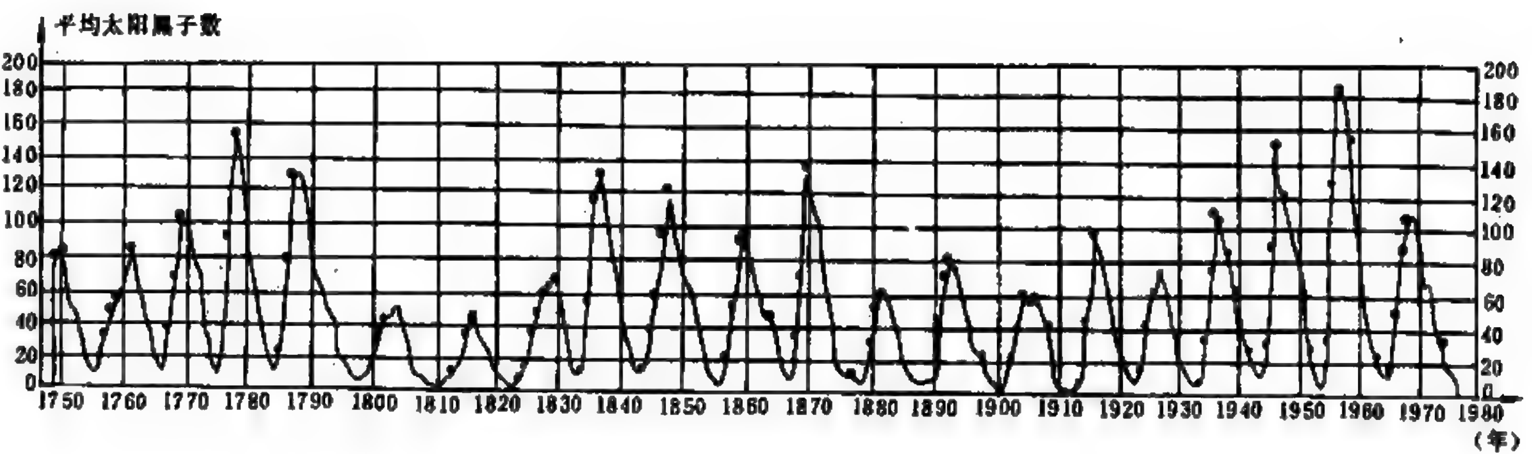


图 7.26　1750—1980年太阳黑子年平均数

阳活动周期的计算应自黑子的极小年份算起，且以1755年开始的11年作为第一周期，1985年尚处于第22周期中。

太阳活动周期的原因至今仍未解决，目前有两种对立的理论，一种理论认为是九大行星对太阳的起潮力触发了太阳活动；但也有人认为太阳活动的根本原因是由于太阳内部的磁场和物质运动的互相作用所造成的。此外，还有少部分人认为200多年的资料并不能作为理论依据，很可能这11年的周期仅仅是二百年中的一种“反常”现象，因为他们从史料中推断在1645—1715年的71年中太阳活动基本上已告停止——“蒙德极小期”。因而对太阳活动的周期的研究还有许多工作要做。

六、黑子的光谱

黑子不管大小，其光谱都大致相同。与光球光谱相比亦有许多类似之处，但因为黑子中间的温度较低又有很强的磁场，因而与光球的夫琅和费光谱相比又有许多差异和不同。例如，氢的巴尔末线系较弱，但中性钙、铷、铟的一些谱线却能出现在黑子的光谱中，有时黑子光谱中甚至还有一些分子谱线。

黑子光谱的研究不仅可以求出它的温度、压力等，而且也可以藉此来研究黑子内部的物质运动状况。例如，1909年英国埃弗谢德(J. Evershed)通过研究黑子的光谱发现，其中物质除沿径向的垂直运动(1—3千米/秒)外，有些物质沿水平方向从里向外不断流出，也有的物质刚好相反，从外面不断流入

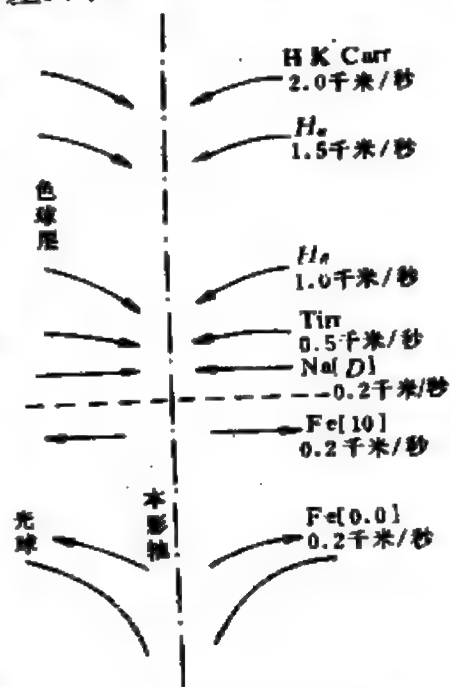


图 7.27 太阳黑子内的物质运动

黑子之内(图7.27)。一般说来，在黑子上层物质流入，在黑子下层则是流出。

磁场对于黑子光谱有重大的影响，它不仅会使谱线分裂，而且也会使谱线致宽。

七、黑子的磁场

利用塞曼效应[1]很容易测得黑子的磁场。测量结果表明：黑子的磁场强度在$(1-4)\times10^{-1}$特之间。一般说来，黑子越大，其磁场越强，与太阳表面的平均磁场$(1-2)\times10^{-4}$特相比，显然黑子的磁场是非常突出的。

对于一个单极黑子而言，离黑子中心r（以黑子半径为单位）处的磁场强度可以写为：

$$H(r)=\frac{H(0)}{1+r^2} \tag{7.18}$$

式中$H(0)$、$H(r)$分别代表黑子中心和距离中心r处的磁场强度，而磁力线的分布则有：

$$\alpha=0.375\pi r \tag{7.19}$$

其中α是黑子磁力线与黑子轴线的交角。显然在本影中心$\alpha=0$，随着r增大，交角逐渐增大，到了半影边缘，已基本上与太阳表面相平行了。

成对出现的黑子其磁极必然相反，磁力线从一个黑子表面出来，进入另一个黑子中去。观测还表明，黑子的磁场经常有变化，而这种变化对太阳活动区中的某些物理过程起着很重要的作用，很可能这就是产生诸如本影点、本影闪耀等比较特殊现象的原因。

---

[1] 1896年，荷兰物理学家塞曼(P. Zeeman)发现，在磁场中的光源谱线会发生分裂，当观测方向与磁场垂直时，则每条谱线分裂成三条，称之为"横效应"；而当观测方向与磁场平行时，则中间一条观测不到，只分裂为二条，称之为"纵效应"，见中册§9.3。

八、黑子的本质和形成机制

黑子有很强的磁场，因而一般认为黑子必是磁场与物质相互作用的产物。然而其具体的作用方式却至今还不了解。黑子为什么会温度较低，也存在两种不同看法：一种观点认为是由于黑子中的强大磁场抑制了光球的能量传递，使它深处的热量无法向上传到黑子，因而黑子温度低，显得暗黑；另一种看法是，黑子中的能量通过非辐射能量传输等多种途径大量向外传播，造成"入不敷出"的状态，因而变得暗黑。

黑子的形成过程也有多种不同的理论机制，但现在一般比较倾向于美国天文学家巴布科克(H. W. Babcock)于1961年提出的模型(图7.28)。他认为，在太阳光球层以下大约0.05$R_⊙$的地方有一个磁偶极场，而其磁力线则被"冻结"在太阳物质中(图7.28*a*)，但是太阳在不停地自转，随着太阳的较差自转，这些磁力线便会慢慢地互相缠绕起来。这样，只要太阳上一有任何扰动(如湍流)发生，它便会使这种缠绕成的"磁力线管"造成扭转(图7.28*b*)。当磁力线发生扭转时会成"结"，使那儿的磁场强度骤然大大增强，强度达到10^{-1}特，这样磁压也就逐渐增大，而当磁压超过电子压和气体压之和时，磁力线管便浮到了太阳光球上来，从而成为人们所见到的黑子(图7.30*c*)。

根据这种观点，可以说明黑子总是以成对的形式出现，而且也能较满意的解释为什么南、北半球上前导黑子的磁极正好相反的现象。

§7.7 日　珥

日珥是出现在太阳边缘的一种变化很快的活动现象，似乎是从日面喷发出来的红色火焰。因为与太阳光球相比，日珥的总光

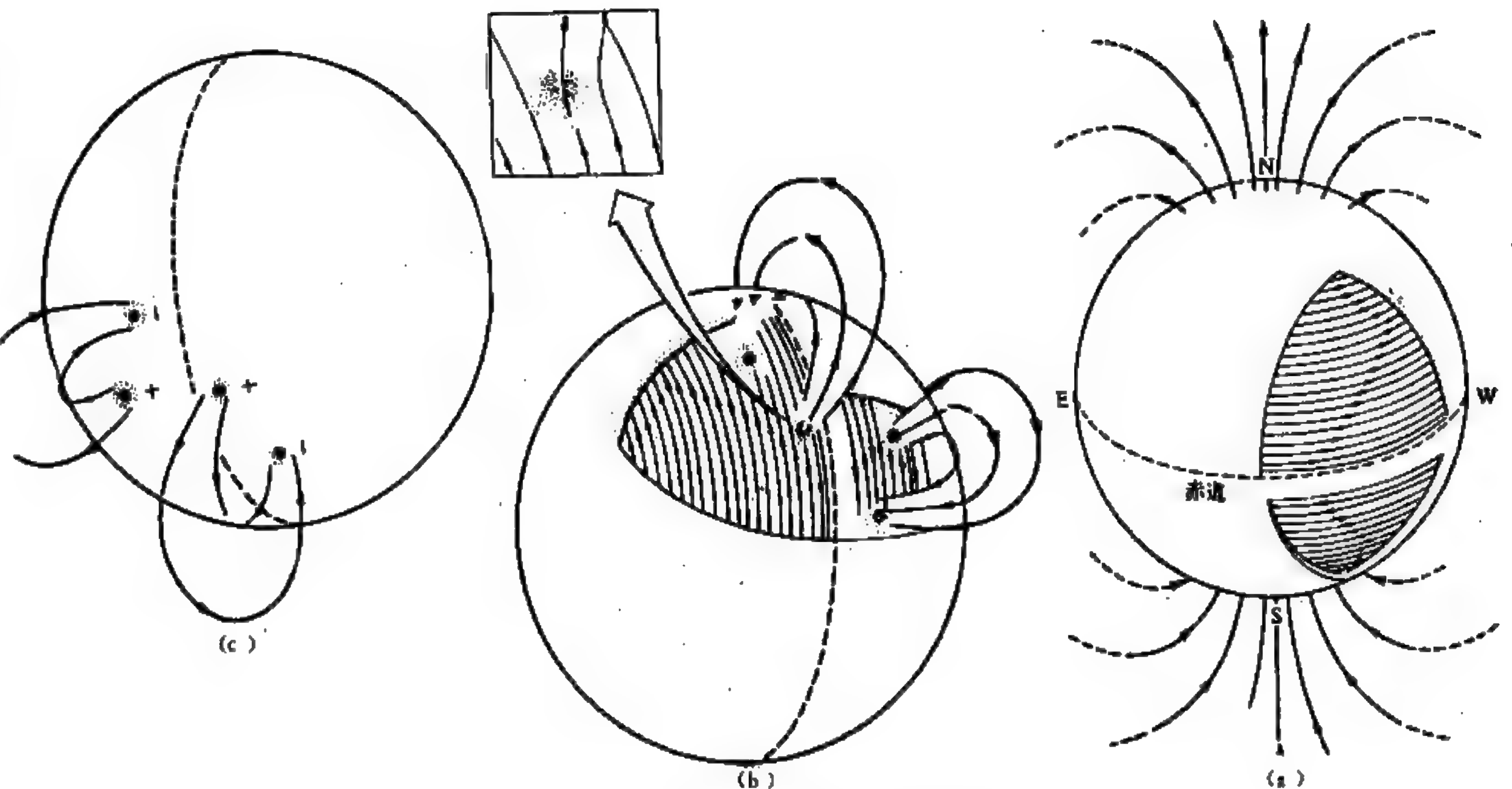


图7.28　巴布科克模型中黑子形成的过程

度很小，所以肉眼观测的机会不多，只有在日全食的瞬间才能见到。平时研究日珥则需要借助专门的天文仪器，如色球望远镜等来进行单色光观测。

公元前1400年的我国甲骨卜辞中的日全食资料内已曾有过日珥的记载，但明确的第一次日珥观测的科学记录却迟至1842年7月8日。在此后，日珥的研究工作进展甚快，尤其是在二十世纪以后，得到了许多很有价值的结果。

一、日珥的形状和分类

日珥是迅速变化着的活动现象，一次完整的日珥过程一般为几十分钟(图7.29)。同时，日珥的形状也是形形色色、多种多样的，有的如浮云烟雾、有的像公园喷泉、有的宛如一弯拱桥、有的酷似团团草莽，也有些日珥如圆环、如篱笆、如游蛇、如火舌……，真是不胜枚举(图7.30)，因而日珥的情况相当复杂。

不同的人也提出了不同的日珥分类法，但多数是以它们的形

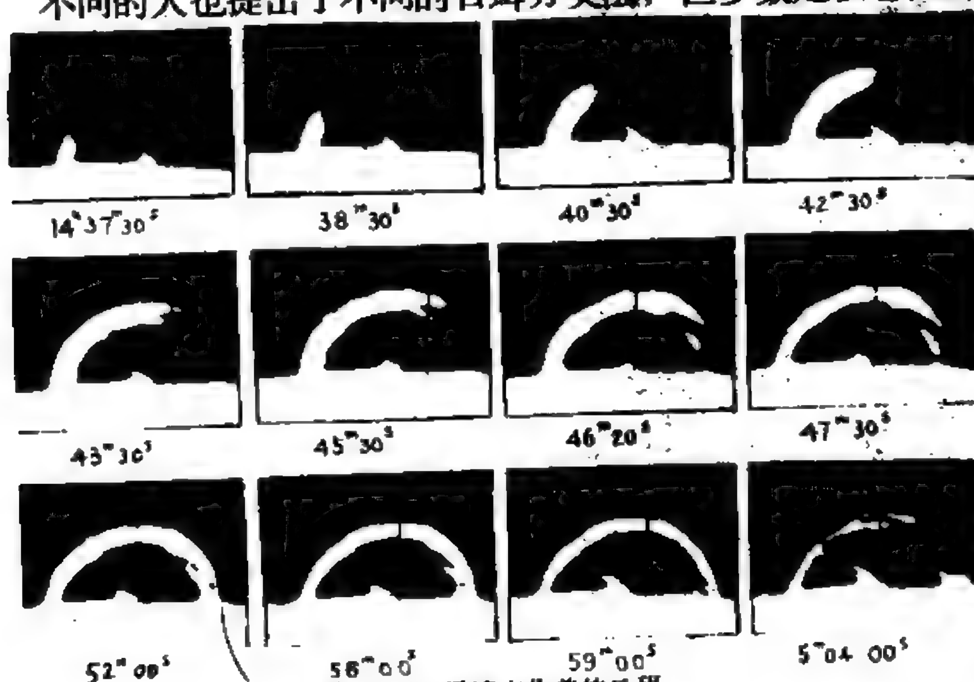


图 7.29 迅速变化着的日珥——
1982年12月20日的一次日珥，其过程不满30分钟
(南京大学天文系摄，时间为北京时)

态为主，兼考虑运动特性进行归纳。从形态变化规模的大小以及变化速度的快慢可粗分为三大类：宁静日珥、活动日珥和爆发日珥。

1．宁静日珥　宁静日珥的变化规模比较小，一般限于局部范围，变化的速度也很慢，需要长时期连续观测才得以发现。变化特别缓慢、特别小的日珥还称之为稳定日珥。但是，宁静也只是相对的、比较而言的，事实上，宁静日珥也有许多不规则的变化：有时日珥的局部会慢慢消失，而不久在同一地方又会出现另一种形状的结构；有时它的个别部分会时而缩小、时而扩大。通过光谱观测，还发现宁静日珥中常有一些气流活动，其速度在10千米/秒左右。



图7.30　不同形状的日珥

(a)篱笆状的宁静日珥；(b)悬浮状的活动日珥；(c)黑子日珥；(d)圈状的爆发日珥(南京大学天文系摄)

2．活动日珥　是最常见的一类日珥，变化比前者大而快得多。变化的形式也是多种多样的：有时似乎日珥内的气流流动有确定的某种曲线轨道；有时却是任意地流向太阳表面上一个或若干个确定的区域；有时物质先是沿一曲率很大的圆弧上升到某一高度，停滞一段时间后又从原“轨道”向下落回原来的区域，好似这是“吸引中心”。有些活动日珥甚至还发现有好几个这种吸引中心，物质运动此起彼落，显得相当复杂。有人还把活动日珥细

细分成若干种，如有黑子日珥(出现在黑子群上空的一类活动日珥)、冕珥(从日冕空间发出的形如细流状的日珥)、龙卷日珥(气流沿螺线运动，形如龙卷风的日珥)、电磁日珥(气流沿太阳磁力线运动的日珥)、冕云(在活动黑子上空寿命较长、外形如云的日珥)等等。

3．爆发日珥　顾名思义，这是变化最迅猛激烈的一类日珥，它从太阳表面以很高的速度加速升起，有的垂直腾空而起，有的倾斜抛出，也有的沿曲线很快上升，有时甚至可升到离日面150万千米的高处，速度达数百千米/秒，而且到达最高点后又会骤然消失不见，在原来升起的地方也无什么痕迹留下。有时爆发日珥呈现为拱形状态，爆发时拱形上升，而有些物质却沿弧的两端向下流动。爆发日珥大约只占日珥总数的5—10%。

当然这种分类仅是从形态而划分的，是否有什么物理意义尚不太清楚。何况宁静、活动、爆发也没有绝对的界限，有时还会互相演变，所以实际上的分类要比理论上更为复杂得多。

二、运动状况

日珥的运动是比较复杂的。它们的大小不一样，平均说来其尺度为长200000千米、厚5000千米、高30000千米，它的下部与色球层相连接，但主要部分则存在于日冕之中。

不同类型的日珥运动速度也不相同，如宁静日珥一般在10千米/秒左右；活动日珥则在几十到三百千米/秒之间；而爆发日珥常常以很大的加速度上升，曾经观测到上升速度超过700千米/秒的大日珥。然而它们也有一些共同的特点，如同一日珥中物质上抛或落下时，其中若干个亮点或亮块的运动轨道是一致的；而在物质上升阶段，一般都有加速度，有时，它还会受到突然的加速，使亮点的亮度增强。

最令人惊诧的是：日珥物质的密度在10^{-8}千克/米^{3}左右，内冕中物质的密度在10^{-11}千克/米^{3}以下，比日珥物质小二到三个数

量级：而日冕的温度是10^6开，日珥仅是其1%——在10000开以下，但是日珥，尤其是宁静日珥却能长期存在于日冕之中，既不瓦解又不下落，这真是一个难解之谜。

日珥的活动还会使宁静日珥顷刻之间变为活动日珥、甚至爆发日珥，能量骤然增加很多，其中的变化机制至今尚不太清楚。

三、日珥的日面分布

日珥可以出现在日面上的任何区域，不象黑子那样有纬度上的限止。但长期观测表明，无论太阳南半球还是北半球，仍是低纬度区域出现最多。而在低纬地区日珥的纬度分布规律又与黑子有一定的类似性：在太阳活动周开始时，日珥绝大多数发生在±30°—±40°的范围内，以后逐渐向赤道靠近而去，但在活动周结束时，日珥的纬度仍比黑子高，大约为±17°。

另外还有高纬度日珥，而且这些日珥的纬度并不随太阳活动周而变化，始终在±45°—±50°的区域中。高纬度日珥在太阳活动极大时很少出现，一般要在峰年后三年才较多。

日珥也是太阳活动的一个标志，统计表明，日珥的数目与总面积也有平均为11.2年的周期，而且它们与黑子相对数亦相关。当黑子数极大时，日珥的总面积也差不多达到极大值，反之，黑子数极小时，日珥的总面积也处于极小的阶段。当然日珥面积的极大与极小之比值远比黑子的这种比值小，从表7.10可知，黑子极大与极小之比值平均在20左右，但日珥的相应比值却只有3。

由于日珥的亮度比光球要小二个数量级，所以不在日面边缘上的日珥投影在日面上必然是蜿蜒曲折的暗黑色的长条——暗条（图7.31）。当由于太阳的自转运动，暗条移向日面边缘时，即表现为日珥，因此赤道区暗条比两极区多得多。

暗条一般出现在黑子区域，随着它逐渐向高纬度移动而不断变长，并且较差自转使它逐渐变形，并慢慢地消失，但也有些暗条



图 7.31 暗条——日珥在日面上的投影

会突然消失。它的寿命为几天到几十天。在那段时间，暗条几乎不变，处于宁静的状态；但有时在短短几分钟之内，暗条又突然活跃起来，形状很快改变，运动速度骤然剧增；有时两个暗条会合成一个复杂的日珥，有时暗条还会突然消失不见，有时活动一段时间后又会趋向“宁静”状态。为什么会有这些复杂的变化，还有待于进一步研究。

四、日珥的光谱

三类日珥的光谱除了一些谱线强度不同外并没有什么根本的区别。在日面边缘处，投影在天空背景上的日珥光谱是发射谱，但投影在日面上的暗条光谱却是吸收谱——实际上是与太阳光谱的叠加，因而吸收线显得更强了。

最早的日珥光谱得于1868年8月18日，不仅由此确定其主要成分也是氢，还导致了氦元素的发现。现在人们通过对它的光谱分析，不仅可以测定日珥的化学成分及各种物理参数，了解日珥

物质的激发、电离状态，还可由此建立日珥的模型，研究它与日面物质的互相作用。

日珥的光谱是在暗弱的连续光谱背景上有许多发射线，表明其化学组成与光球、色球没有区别。利用不同元素的谱线宽度，有人求得日珥内的温度约为7000开，湍流的速度是4千米/秒，电子的数密度为10^{17}个/米^3，其电离的程度也比光球高。

空间探测开始后，美国"天空实验室"得到了日珥的紫外谱。同样，它也有许多发射线(氢的赖曼线系)。此外，人们还得到了日珥的射电谱(毫米波)。

五、日珥的磁场

1960年，人们得到了日珥磁场强度的资料，宁静日珥为10^{-3}特，活动日珥则要比它强几十倍，可达$(2-3)\times10^{-2}$特，而磁力线方向则各不相同。宁静日珥大致呈水平方向，活动日珥的磁场结构比较复杂，爆发日珥则是螺旋状的。

日珥的运动特征显然与它的磁场密切有关。观测表明，许多日珥(特别是电磁日珥)的形状及运动轨迹本身就像磁力线的形状。也只有考虑到磁场的作用，才能说明日珥能在日冕中稳定存在的观测事实。实际上日珥的物质基本上来自比光球温度更高的色球层，都是高度电离的等离子体，因此有人认为日珥是出现在

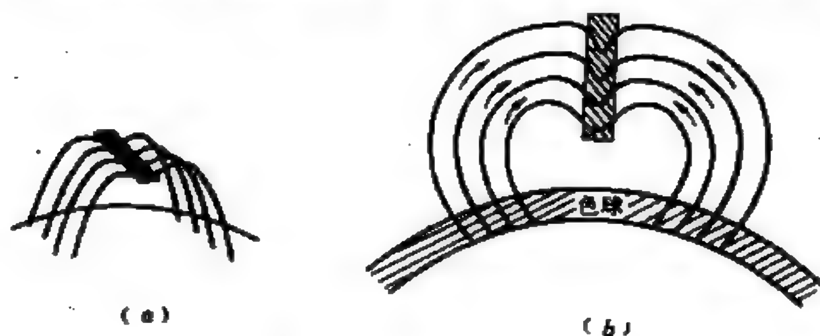


图 7.32 日珥的磁场

(a) 侧视图；(b) 剖面图

日冕磁力线马鞍形的凹陷处的(图7.32)，这样被磁场冻结的物质在沿磁力线运动时，会有部分物质滞留在这个凹陷区域内，从而形成了奇特的日珥。

日珥是太阳活动的一种形式，因此与其他活动现象也有必然的联系，有人观测到活动日珥有时会向黑子抛射物质，而黑子也会通过冲浪向日珥补充物质，所以它们两者之间有一定的物质交换乃是确切无疑的。

日珥与耀斑(§7.8)也有许多联系，许多环状日珥就是耀斑的产物，耀斑的活动也影响着日珥的运动，因此，日珥的研究还涉及到许多复杂的因素。

§7.8 光斑、谱斑和耀斑

一、光斑与谱斑

虽然光斑和谱斑似乎大相径庭，前者是出现在日面边缘的大块明亮(比光球稍亮)组织(图7.33)，后者是用单色光观测到的色球上的大块增亮的区域(图7.34)。但研究表明，两者的实质是一样的，都是一种太阳活动现象，光斑向上延伸到色球便是谱斑，谱斑向下发展就是光斑。

光斑的温度比光球大约高100开，亮度仅大10%左右，因此在日面中心区域就不易观测到，一般要在离日面中心$0.6R_{\odot}$以外才可见。

光斑一般与黑子有密切的关系，两者常互相伴随，这种纤维状的光斑平均长50000千米，宽5000—10000千米，大致与赤道垂直，比黑子先出现晚消失，平均寿命比黑子长三倍。其纬度分布与黑子类似，但更宽，大约在 ±5°—±50°范围，也有平均为11年的活动周期。



图 7.33 常与黑子群在一起的光斑

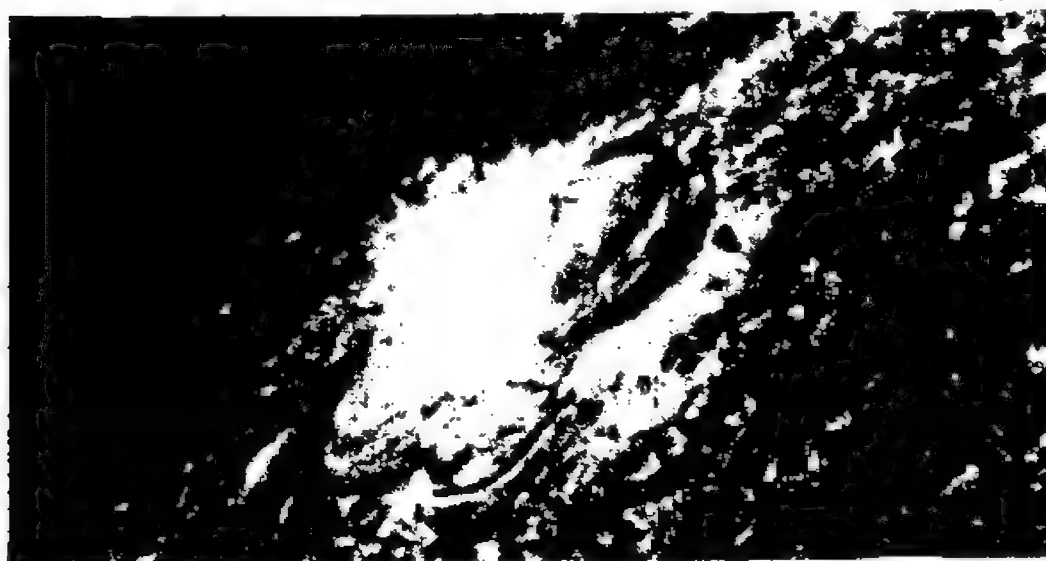


图 7.34 谱斑——延伸到色球的光斑

但也有一些光斑似乎与黑子并无什么联系，这种光斑并不呈纤维状而呈为近圆形亮斑，范围约2300千米，寿命平均30分钟，出现于±70°以上的高纬地区，它们也具有11年的周期性。

仔细观测表明，光斑也有精细结构，它有强度为10^{-2}特的纵向磁场，也有与黑子群类似的偶极特性。

谱斑根据观测用的波长分为钙谱斑(电离钙的H和K线)或氢

谱斑（氢的H_α线），两者有明显的区别。钙谱斑比较清楚，与背景反衬较大，基本上是由密集的亮结（高温区）组成，亮结直径约为700—1600千米，而这些亮结又组成了网络结构，其间距有1000—6000千米；氢谱斑比较模糊，呈现为纤维状的结构，还可以看到其中有旋涡状的结构。谱斑的大小不一，从几千千米到几十万千米，线度可相差100倍以上。

谱斑与黑子的密切关系是不言而喻的，谱斑附近几乎都有黑子群，而反过来，黑子多时谱斑也必然比较多、比较大、比较明亮。凡是出现了很亮的谱斑的区域，在几个小时或者一天之后，必然会在那儿出现黑子。谱斑的寿命也比黑子长；而且谱斑的面积与亮度同样也存在着11年的周期变化。

谱斑中也有磁场，而且其亮度与磁场强度大致成正比，谱斑越亮磁场越强，最大的可达2×10^{-2}特。而钙谱斑的亮结与氢谱斑中的纤维与磁场的分布、结构也有密切的关系。

二、耀斑现象

在作太阳的单色光观测时，日面上有时会发现突然出现迅速发展的亮斑，这是出现在色球—日冕过渡区中的一种不稳定过程，它在10^2—10^3秒的短暂时间内，可以释放出高达10^{23}—10^{26}焦的能量，同时又发出大量粒子（质子、电子、中子）以及从射电到γ射线的各种电磁辐射，因而耀斑也常称为色球爆发（图7.35）。

一般的耀斑必须用单色光才可观测，但也有极少数耀斑即使用白光也可看到，这称之为白光耀斑。自1859年首次观测到白光耀斑至今的一百多年中，仅有三十多次记录，它们一般都是特大耀斑，而且往往有两块发亮区域。

耀斑的寿命不长，大约在几分钟到几十分钟间，亮度上升较快，下降较慢，其时间比约为0.4—0.6。一般讲，面积越大，寿命越长（表7.12），而它发亮面积的大小与其亮度有关，在亮度增大时其面积就增大；相反，耀斑衰减时其面积也就随之而减小。

(a)

(b)

图7.35　耀斑——色球的爆发：

(a) 1972年8月7日出现的"海马"耀斑(形状如海马)；

(b) 耀斑的电磁辐射频谱

耀斑是太阳活动中最剧烈的现象。在太阳活动峰年，耀斑活动比较频繁，数目增多、强度变强；而在黑子极小的谷年，耀斑则明显减少，但在每一活动周中，它的出现频数也有较大的起伏。

耀斑与黑子也有密切的关系。观测表明，绝大多数耀斑出现在双极黑子群与复杂的多极黑子群的附近，单极黑子区域则很少有耀斑产生，因此耀斑的日面分布也与黑子有类似之处，但由于耀斑与黑子之间还有一定的间距，平均为28000千米，最大间距可达100000千米，所以耀斑的纬度分布比黑子更广，可以在±50°纬度出现，当然高纬度的耀斑为数不多。

耀斑亮区在日面上常有膨胀及缓慢的漂移现象，其运动速度大约是10千米/秒，在耀斑行将消失时，其附近常会出现一些很暗黑的纤维状物质，它们以大约300千米/秒的高速度可上升到离日面10万千米的高空，随即又急速地落回日面，这可能就是日珥中"吸引中心"的实质。

三、耀斑的级别与分类

耀斑的级别主要是以发亮的面积来区分的，然而通常观测到的耀斑的面积S，首先应消除投影效应，归算到真实面积S_t，当耀斑的日心距$r<0.906R_\odot$时有

$$S_t = S \cdot \sec\theta \tag{7.20}$$

当$r>0.906R_\odot$时，则用表(7.11)根据S直接估算分级，$0.906R_\odot$表示从日心看观测者与耀斑的张角为65°(图7.36)。

一般讲来，耀斑的面积越大，存在的时间也就越长。耀斑面积与黑子面积一样，以太阳半球面积的10^{-6}为单位。$S_t<100$者称为"亚耀斑"，在此限以上可分为四级(表7.12)。

有时在级别后还加字母f、n、b以区别耀斑在H_α线中的极大亮度的强弱，f为最暗，n为一般，b为最亮，如$4b$就是最大最亮的耀斑，白光耀斑几乎都属此类，而$1f$则是最小最暗的耀斑。

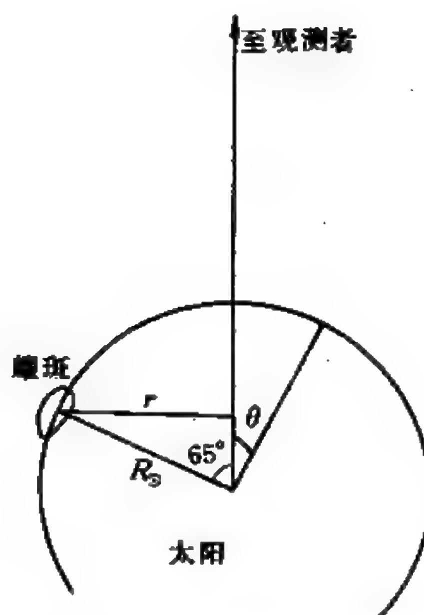


图 7.36 耀斑面积换算以65°为限

表 7.11 日面边缘处，视面积与级别关系

级别 \ S_v (10^{-6}) \ θ	65°	70°	80°	90°
亚—1级	90	75	50	45
1—2级	280	240	180	175
2—3级	600	500	350	300

表 7.12 四级耀斑的寿命和比例

级别	面积（10^{-6}太阳半球面积）	平均寿命（分）	占比例（%）
1	100 — 250	20	约70
2	250 — 600	30	26
3	600 — 1200	60	3
4	1200 — 15000	180	1

还有人以耀斑所产生的能量谱把耀斑分为三类：

（1） 质子耀斑：爆发时还伴随发出大量高能质子（大于10兆电子伏）及高能电子（大于50千电子伏）的耀斑，这一般也是3级以上的大耀斑。

（2） 电子耀斑：爆发时所发出的粒子仅有软电子（小于40千电子伏的低能电子）的耀斑。

（3） 非粒子耀斑：爆发时没有或发出很少粒子的耀斑。

四、耀斑的能谱

耀斑是最剧烈的太阳活动，它常使得各种电磁辐射及粒子发射突然加强。耀斑的各种电磁辐射的爆发都产生在温度高达10^5—10^6开的日冕—色球过渡区或日冕中，而耀斑的色球光学现象则产生在温度较低（只有10^3开）的光球上层或色球层内。

综合一些耀斑的观测结果，各种辐射的能量如表7.13所示。这是从大耀斑中统计的，可见大耀斑的总能量在10^{25}—10^{26}焦间。

表 7.13 耀斑现象的能量估计

耀 斑 辐 射	能量（焦）
H_α 辐射	10^{24}
连续辐射	8×10^{24}
（不包括远紫外及X射线的）线辐射	5×10^{24}
远紫外辐射（赖曼α）	10^{23}
软X射线（0.1～2纳米）	2×10^{23}
总电磁辐射	10^{25}
高能电子（50千电子伏以上）	10^{24}
高能质子（>10兆电子伏）	2×10^{24}
宇宙线（1—30千电子伏）	3×10^{24}
可见的物质抛射	10^{24}
波现象	2×10^{23}

耀斑的光谱范围极宽，波长从0.001纳米的γ射线到6千米的射电范围内都有，但是不同类型的辐射来自耀斑的不同部分，或者说是来自太阳大气的不同高度处。

在光学波段，耀斑的光谱与色球及日珥的光谱相类似，主要是发射线，在340—660纳米的波段内中等强度以上的耀斑谱线有90条左右，主要是氢的低项巴尔末线、电离钙的H和K线及许

多中性及一次电离的金属线(主要是铁、钛及硅)。有趣的是，各级耀斑的亮度虽然相差十分悬殊，但其光谱却并没有什么重大的差异。

通过对耀斑的光谱分析可以得到许多有关耀斑的物理参数(表7.14)，显然色球部分的耀斑应当是一个薄壳形的结构；综合看来，它是一个完全非均匀的介质，在不同高度处密度与温度都可能相差很大。

表 7.14 耀斑的一些物理参数

电子数密度n_e(米$^{-3}$)	日面耀斑	3×10^{19}
	边缘耀斑	2×10^{18}
电子温度 T_e(开)	H线	7000—10000
	HeⅠ线	15000—20000
	远紫外线	24000—10^6
色球部分的几何厚度(千米)		10—250

因为耀斑有如此丰富的辐射，因此它也会引起多种地球物理效应，如软X射线爆发会造成突发的电离层骚扰和磁暴等各种地磁效应，粒子流则引起极光……。

五、可能的耀斑机制

耀斑与黑子的密切关系说明，耀斑都发生在太阳的强磁场区域。观测表明，许多耀斑都是由于黑子发生急剧变化如本影分裂或出现磁场剧变后产生的，但是也确有许多耀斑，在发生前后其磁场几乎没有什么明显的变化。

耀斑究竟是怎么产生的呢？它的巨大能量从何而来？又如何能在短短的时间中释放出来？任何耀斑的理论模型都必须说明这些问题。过去已有了许多模型和假设，如有一种“中性电流片”理论，认为耀斑产生于日面局部磁场为零的“中性片”的地方，在中

性点或中性片附近，由于湍流使两侧的磁场对其不断挤压，在那儿就形成了一个高温等离子体的区域，这便是耀斑。据计算，只要在10^{23}立方米的区域内有一个强度为10^{-2}特的磁场被瓦解，就足以释放出一个大耀斑的全部能量。但是随着观测技术的提高，尤其是高分辨率的磁场观测证明，多数耀斑发生前后光球磁场并无突变，这使中性点理论陷入了困境。

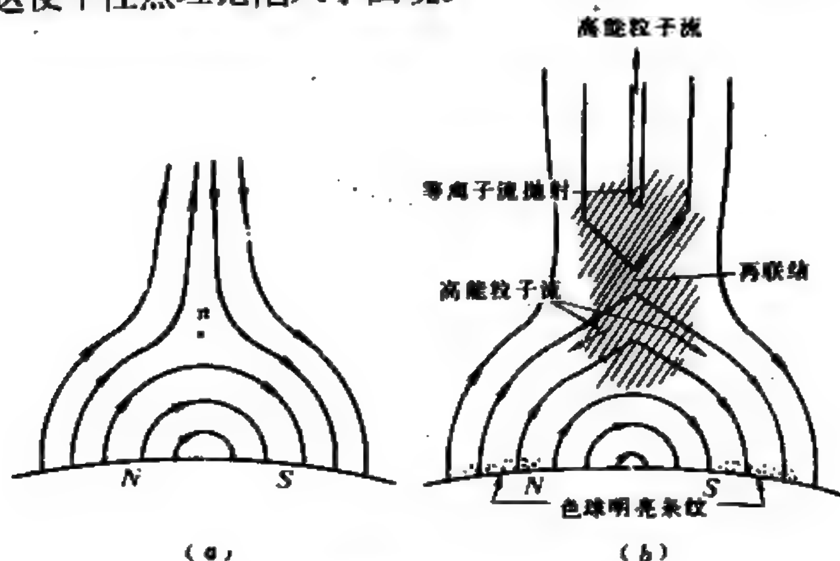


图 7.37 耀斑的"磁力线再联结"机制
(a) 联结之前；(b) 联结之后

七十年代后，一些美国天文学家提出了一种"磁力线再联结"的理论：在日冕的不稳定磁场中既有封闭磁场又有开放磁场（图7.37*a*），这样有一个中性点*n*，在那儿磁场为零，而下面的日面磁场即是黑子所在区，当外面物质压缩磁场时，原来开放的磁力线彼此接近而发生重新联结（图7.37*b*），因而产生冲向色球和光球的高能粒子，而使它们突然增亮，形成耀斑。

1973年6月15日，美国的"天空实验室"观测到了一个完整的耀斑过程，证实了这个新理论。

§7.9 太阳的射电辐射

太阳的射电辐射完全是偶然发现的。1942年第二次世界大战正在激烈地进行，英国的防空部队使用了刚发明不久的雷达。他们发现，工作波长 4 — 6 米的雷达有时会突然受到强烈的干扰，通过反复研究，科学家们终于发现原来是太阳的射电爆发影响了雷达的正常工作，并且确定了太阳的射电与黑子群、耀斑等太阳活动有密切的关系，而其强度甚至超过了太阳表面上6000开的黑体辐射。

太阳的研究从此开辟了崭新的途径和领域。

一、太阳射电的成分

最早发现的是太阳的米波射电辐射，以后又陆续发现了厘米波段及毫米波段的辐射。目前许多国家所采用的研究、观测波段从 2 毫米到40米。

研究表明，不同波段的射电辐射来自于太阳大气层的不同高度处，如米波主要产生于日冕层内，因而用米波射电观测到的太阳直径几乎与日冕(内冕)的大小相仿；分米观测到的太阳像直径比光学的直径大10—50%，这表明它们产生于色球—日冕过渡区；厘米波产生于色球的低层区域，所以厘米波的太阳像略大于光学太阳，毫米波产生于光球，它观测到的太阳大小与光学相近。

如把射电辐射与黑体辐射进行类比，这样从射电的辐射强度可以推出太阳大气的“温度”①，这种计算的结果也证明了上述这

① 天文学上称这种温度为亮温度，它是表征天体射电辐射强弱的一个参量。以符号T_B 表示，即假定所研究的天体与某黑体有同样的亮度，则可以把黑体的温度作为天体的亮温度。对于非热性质的天体，亮温度只是表示了射电的亮度：而与天体的实际温度相差很大，而且不难发现，同一天体不同波段处的亮温度也是各不相同的。

种结论。

实际上，对于每架射电望远镜而言，工作波长是基本固定的，但它接收的太阳射电流量却常有很大的变化。因此为研究方便，太阳的射电一般按性质可分为宁静分量、缓变分量及射电爆发。它们实际上分别起源于宁静太阳大气、某些局部亮区即局部活动区及太阳耀斑之类的瞬变扰动。

二、宁静太阳射电及射电基本分量

太阳的宁静射电是指太阳不受扰动、日面上也无局部源时的太阳射电辐射，从毫米到10米的波段上都有这种宁静射电存在，这是持久存在的一种背景射电辐射。但是“宁静太阳”实际上不存在，因太阳上总是存在着或大或小的扰动，因而要定出它的强度也是相当困难的事。有时可以把一段时间内观测到曲线的若干下限(最低点)连接起来(图7.38)，所对应的值可以看作是它的第一近似。也可用统计相关方法或用射电干涉仪在太阳谷年进行测定。

宁静分量来源于太阳大气的热辐射，因而是始终存在的，而且基本上不随时间而变化。

宁静太阳的射电可以延伸到光球以外的范围，例如用 3 米波

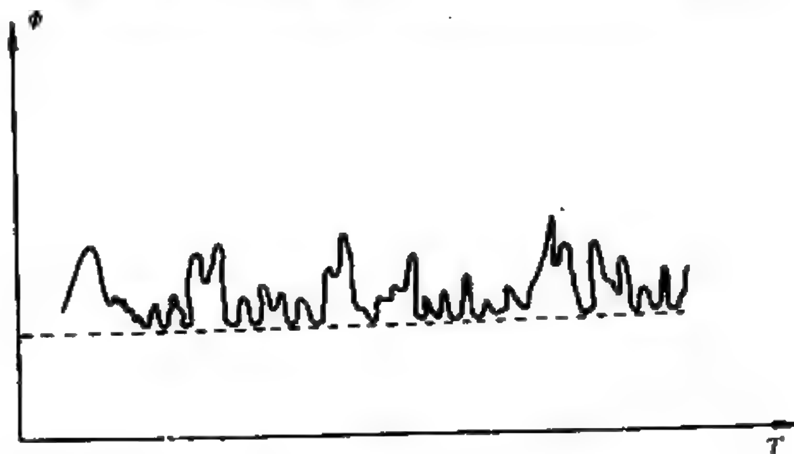


图 7.38 太阳射电的宁静分量

观测时可达 2 $R_{\odot}$ 处。然而就是在日面上，它的分布既不均匀也不对称；极区的辐射比赤道区域弱。

有趣的是，光学上有临边昏暗，而在厘米和分米波段却出现了临边增亮——在赤道方向上边缘比中心更"亮"，但这仅限于赤道方向。在极轴方向上，厘米波与分米波仍呈临边昏暗。米波观测时两个方向都仍是临边昏暗，对于毫米波则迄今尚未有统一的结论，不同时候会出现完全不同的情况，有时是临边增亮，有时却又是临边昏暗，有时还有更复杂的情况。

太阳射电中的基本分量常又称为B分量，这是由于日冕的11年周期变化而引起的太阳射电变化分量，可称为日冕射电，B 分量不包括太阳宁静射电。但也有一些人仍把太阳宁静射电和基本分量一起称为B分量。

三、太阳的缓变射电

太阳射电中缓慢变化的分量称为 S 分量。观测表明，S 分量与黑子、谱斑等密切相关。缓变分量的频谱从 2.25毫米到 1.76米，尤其是在波长 3 到60 厘米的厘米波段和分米波段最为显著。观测还表明，厘米波段的缓变分量主要与黑子的面积有关(图7.39)，而分米波段则主要取决于谱斑的大小。

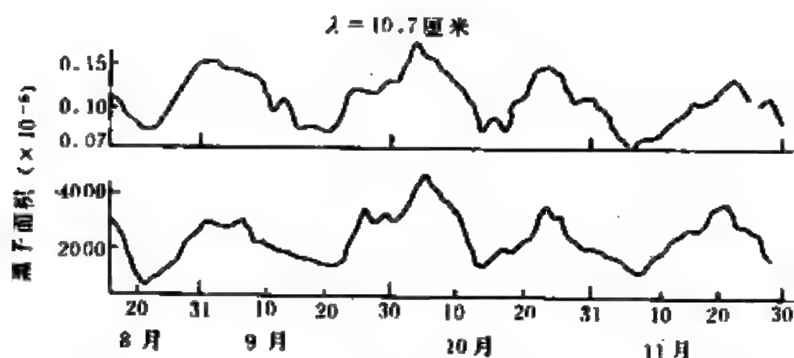


图 7.39 缓变分量与黑子的相关性

一般认为，缓变射电主要产生于黑子和谱斑上空的电子密度较大、磁场较强的日冕凝聚区。其存在的时间可达几个太阳自转周，而且隐含着周期约为半小时的变化。

有人发现，波长3厘米的缓变分量通常由两个辐射区域组成，一是角径不大于1.5′的强辐射区，一是角径较大(5′－8′)的弱辐射区。其对应的亮温度分别为5×10^5开和1×10^5开，前者与黑子有关，后者则与谱斑相联系。而60厘米处的缓变分量其亮温度则接近日冕的电子运动温度即10^6开。

毫米波的缓变分量来自于色球层，它与钙谱斑、色球磁场有着密切的关系。后来人们又发现往往当毫米波缓变分量增强时，随后就会出现大耀斑，因而对于它的研究很可能为太阳活动预报提供新的途径。

四、太阳射电爆发

在太阳剧烈活动如出现大耀斑时，太阳射电的强度可以猛增几百万倍(图7.40)，这就是太阳的射电爆发，也是太阳活动的一

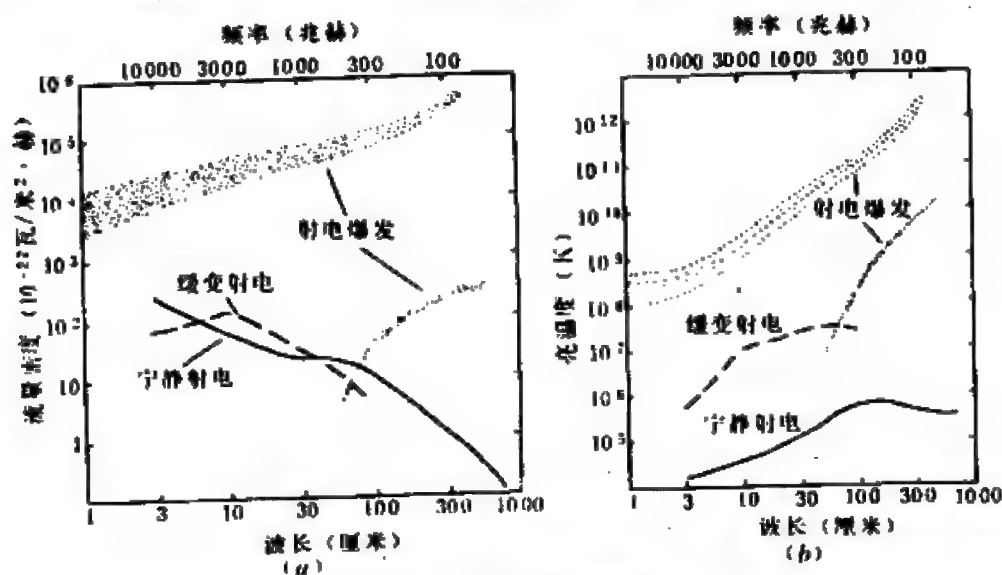


图 7.40 太阳射电频谱
(a)流量密度频谱；(b)亮温度频谱

种表现形式。太阳射电爆发的持续时间不一，有短到一秒钟的，也有长到几小时甚至几十小时的，包括频谱从 3 毫米到40米都有，但近年来空间射电天文得到了很大发展，因此已经得到了波长从一毫米到十几千米的极宽的射电爆发记录，对应的亮温度为 10^7-10^{10} 开（个别可到$10^{12}-10^{13}$开）。这表明它们起源于从色球层到太阳外冕的整个太阳大气中。

太阳的射电爆发在不同波段的特性各不相同，因而一般都把它分为微波爆发、分米波爆发及米波爆发来分别研究。

1．微波爆发　指波长为0.3－10厘米的射电爆发，而从其爆发的形式又可以分为以下三种：

渐升渐降爆发(又称为缓慢爆发)：这种爆发变幅较小，通常为几十太阳流量单位①，变化时强度增加和减小的速度都相当缓慢，总共持续时间是几十分钟，它的爆发源角径小于1′，相应的亮温度为10^6开，多数人认为它是因为日冕活动区中局部升温所引起的小爆发（图7.41*b*）。

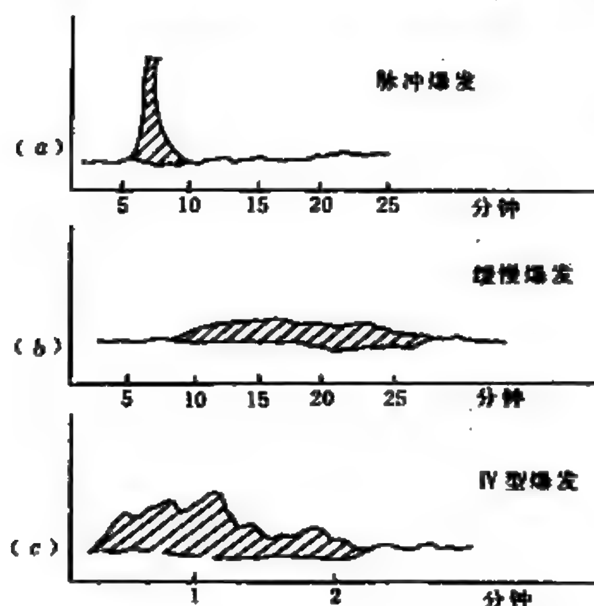


图 7.41　太阳射电微波爆发

脉冲微波爆发：它的持续时间仅一至几分钟，变幅比较大，曲线上升很快下降稍缓（图7.41*a*），往往发生在耀斑的闪光阶段。在几种微波爆发中，它们出现最为频繁，在太阳活动峰年时，几乎每隔几个小时就会

① 1973年国际天文学联合会第十五届大会决定，天体射电流量密度以"央"作单位，1央＝10^{-26}瓦/(米^2·赫)，太阳流量单位为10^{-22}瓦/(米^2·赫)，所以它等于10^4央。

出现一次。

微波大爆发：又称微波Ⅳ型爆发，这是强度很大而又特别复杂的微波射电爆发(图7.41c)，总的变幅可为宁静太阳射电的几十倍以上，持续时间也可达若干小时。从观测资料分析，它与耀斑有些“同步”的趋势，而且其爆发源比较固定，都在黑子上空几万千米的地方。

2．分米波爆发　太阳射电分米波爆发远比微波爆发复杂得多。有人认为它可能是两部分作用叠加而成的，一是频率较宽的分米波连续辐射，由于它的形态与微波爆发类似，故可能是微波爆发在分米波处的延伸。但它的亮温度为 10^6—10^9 开，而辐射源的位置也位于微波缓变源之上；另一部分是分米波漂移爆发，这种爆发成群出现，但持续的时间很短。而且其辐射频率通常以100赫/秒以上的速度从高频向低频漂移，但也有少数的漂移的方向与此相反。

3．米波爆发　米波(包括10米波)爆发是一种强度最大、形态极其复杂而多变的射电爆发，其亮温度为10^7—10^{12}开，个别大的米波射电爆发甚至可高达10^{13}开。

根据米波爆发谱的频谱变化曲线形状又常细分为五种：Ⅰ、Ⅱ、Ⅲ、Ⅳ、Ⅴ和U型。

Ⅰ型爆发：米波爆发中最突出的，有时形成“噪暴”，这种爆发出现最多、持续时间最长、强度最大，但目前了解得却最少，它们大约发生在大黑子群上空的日冕区域内。

Ⅱ型爆发：几乎都与耀斑相伴发生，持续时间约5到20分钟，流量密度也比较大，可达10^7央(1000太阳流量单位)，为宁静太阳射电辐射的100—1000倍，一般认为Ⅱ型爆发是激波扰动日冕等离子体后引起的等离子体辐射。

Ⅲ型爆发：它的最大特点是频率漂移极快，例如在100兆赫附近时常以20兆赫/秒的速度向低频漂移，到达某一终止频率时又

反向漂移到高频端，其上限可达600兆赫($\lambda=0.5$米)，下限可达几十千赫($\lambda=10^3$—10^4米)。Ⅲ型爆发的寿命只有1—10秒钟。

Ⅳ型爆发：也是与大耀斑共生的太阳射电爆发，但它的持续时间较长，从几十分钟到两小时，而且这种爆发几乎可以出现于任何波段，在微波段即是上面介绍的第三种微波大爆发。

V型和U型爆发：是Ⅲ型爆发的变型，V型爆发的寿命约为1分钟，U型爆发在运动频谱上表现为一个倒U型（"∩"），持续时间与Ⅲ型爆发类似。

太阳射电爆发常伴随着许多太阳活动一起产生，因此会引起众多的地球物理效应，这也是当前人们研究的重要课题之一。

§7.10 日地关系

太阳是太阳系的中心天体，光和能量的源泉。地球上生命的起源与进化都离不开太阳的光和热，除了太阳为地球创造了合适的生态环境外，太阳还以其他的方式影响着地球。早在1801年英国天文学家威廉·赫歇耳首次指出年雨量与黑子数多少有关，这便是最早的日地关系研究。由于它的重要性，近年来这门介于太阳物理与地球物理之间的边缘学科发展很快，目前已经成为人们研究的重要课题。

近来，日地关系的研究范围不断扩大，例如太阳活动与气候关系的研究目前亦取得了重大的进展，因此新的日地关系还应包括更加广泛得多的领域。

一、太阳活动的地磁效应

从第四章知太阳风、宇宙线中的带电粒子在到达地球附近时与地球磁场的相互作用形成了地球的"辐射带"——范·艾伦带，而

太阳风与地磁的作用还形成了独特的地球磁层。

除此之外，还有许多其他的地磁效应显然也与太阳活动有关，例如地磁的变化，其中有一个原因就是太阳活动的影响。早在1850年，人们就发现了这种关系的存在。根据1870—1940年全世界40多个地磁台的资料分析，这种相关性特别明显(图7.42)。图中的地磁活动是指地磁要素，即它的水平分量、垂直分量、磁偏角的周日变化，以年为单位取平均，黑子数即通常的沃尔夫相对数。

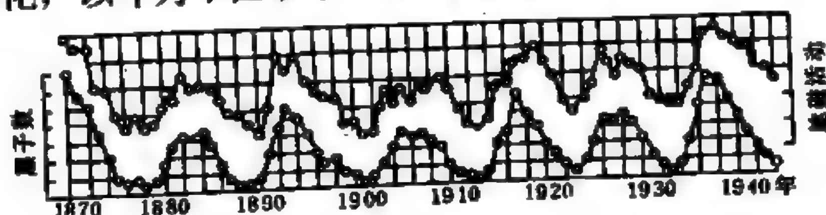


图 7.42 太阳黑子数与地磁变化

太阳活动对地磁影响最大时便出现磁暴。这是太阳活动中发出的高能带电粒子造成的地球磁场的突然的剧烈变化。统计资料表明，磁暴常发生于3、4级大耀斑产生后的一两天内，80%的4级耀斑、30%的3级耀斑都会引起这种地磁的磁暴，而且从两者的滞后时间也可推算出，4级耀斑的粒子速度为1900—2400千米/秒，3级耀斑的粒子速度为1200千米/秒。

观测还表明，当这种造成磁暴的耀斑发生时，必然同时也会产生射电爆发；而当日面出现伴有射电爆发的黑子群时也会引起磁暴，因此射电爆发与地磁暴也有密切的关系。

地磁效应中还有一个令人迷惑的现象，即地磁扰动中包含着周期为27天的重现现象。有人认为27天正是太阳自转的会合周期，可能在日面上有一种光学、射电波段见不到的太阳活动区，这种神秘的活动区造成了这种周期性。但也有人从七十年代空间探测的资料分析中推测，造成27天周期的原因在于冕洞所产生的太阳风。由于其粒子的能量较低，故引起的不是磁暴而是小的磁扰。

二、太阳活动的电离效应

地球上空的电离层是太阳紫外辐射、X 射线及粒子辐射造成的，因此太阳活动一定会对电离层产生影响是顺理成章的事。简单说来，太阳活动的增强会使电离层的离子浓度增高，而耀斑爆发等剧烈活动更会造成复杂的电离层效应。

1. 短波衰减或中断　地面发射的无线电短波(6—30 兆赫)的传播是依靠电离层中的 E层和 F层反射得以实现的，平时它们几乎可自由通过电子密度很低($n_e \simeq 5\times10^8$/米^3)但中性气体分子密度很大($n \simeq 4\times10^{20}$/米^3)的D层，出现耀斑时，耀斑发出的强烈的X射线使得D层的电离程度急剧增大，电波经过D层时会把能量传给电子，而电子又同D层中的中性粒子碰撞而损失能量。这样，短波讯号无法达到更高的 E、F 层，因而也就没有反射，即短波通讯严重衰减甚至完全中断，这种衰减或中断通常可持续几分钟到几小时。

2. 甚长波位相突然反常　甚长波同时通过地面传播及 D 层的反射传播，平时两者的位相差是一定的，但在太阳活动增强时，D层的反射高度下降，使得两者的位相差发生突然的反常变化，有人利用这种位相反常来测量D层的反射高度，以推求太阳活动的作用。

3. 长波增强　太阳活动造成 D层电子浓度增大的另一个效应是使电波射入D层的高度下降，这样对长波电波就会产生某种类似镜面反射那样的现象，尤其是对于频率在15—50千赫的长波、超长波，因为这种镜面反射大大减少了原来的吸收而得到了增强，与此同时，10—50千赫的无线电信号也会得到增强。

4. 宇宙噪音突然吸收　平时宇宙的射电噪音可以穿过 F、E、D 层整个电离层直达地面上，但当D层的电子浓度大大增加时，就会使宇宙的射电噪音被严重吸收，这样到达地面上的这种宇宙噪

音就被大大减弱，甚至完全消失。

三、太阳活动与极光

早在二千多年前，我国史料上就有了陆续的极光记载。极光是一种十分绚丽壮观的自然现象，但古代不少人都把它视为不吉利的凶兆。直到十八世纪中叶，才有人发现了出现极光的同时存在着地磁的变化。

极光都发生在高纬度地区，形状奇特多变，有带状的、弧状的、幕状的、放射状的，色彩异常鲜艳，一般紫绿色的极光大约出现在110千米上空左右，而红色的极光则在200—400千米的高空，出现的时间短则几分钟、长达几小时。在北半球极区出现的极光叫北极光，在南半球的极光则叫南极光，然而极光常常又是南北极同时出现的。

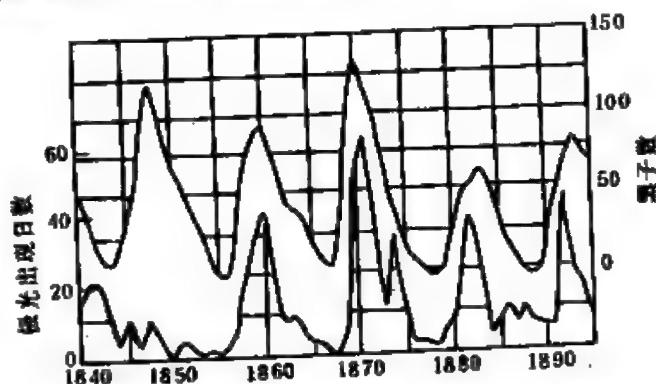


图 7.43　极光（下曲线）和黑子数（上曲线）的关系

极光的出现与太阳活动密切相关(图7.43)，大耀斑以后一、二天内地球上总会出现明亮的极光。实际上，这是太阳活动发出的高能带电粒子在到达地球附近时，地球磁场的磁力线迫使它们只能向地球的两个磁极射去，在磁极上空，它们与地球大气中的分子、原子发生了频繁剧烈的碰撞，这是极光的根本原因。

统计还表明，强极光也含有27天的周期。

四、太阳活动和宇宙线

二十世纪初，科学家们在研究空气导电性时发现了来自宇宙空间的各种高能粒子，其最高能量可达10^{20}电子伏以上，当时人

们把这种粒子流不恰当地命名为"宇宙线"。

宇宙线的主要成分是质子(氢原子核)、其次是α粒子(氦原子核)、还有少量其他各种原子核以及电子和中微子等，它们的主要来自于超新星爆发(§9.6)、超新星遗迹或脉冲星(§9.8)。

然而在1946年，美国物理学家福布希(S.E.Forbush)发现了太阳宇宙线，经过研究分析得知，这是由大耀斑而引起的。大耀斑发生时常能发出大量质子及其他带电粒子，其能量可高达1—1000兆电子伏，因而造成了宇宙线地面增强，这又称太阳质子事件。

在大的太阳质子事件发生时，瞬时的质子强度甚至可以超过正常宇宙线三、四个数量级。在进入空间时代后，观测到的质子事件大大增加了，仅1956—1970年的15年中就有114次较大的质子事件。

由于行星际磁场的作用，宇宙线及太阳宇宙线的传播是各向异性的，因而同一事件地球上位于不同地方的探测器的记录会有很大的区别。

五、太阳活动对气候变化的影响

在威廉·赫歇耳之后，罗·沃尔夫也对黑子数与苏黎世城的气候关系作了研究，并得出了一些初步的结论。虽然迄今为止太阳活动如何影响气候的具体机制还远未为人们认识，但大量的统计资料表明，两者之间的相关性是很大的。有人统计了地球上不同区域约八十年的降雨量(图7.44)，后来有人以黑子的22年磁周期的资料进一步研究，发现这种相关性尤为明显(图7.45)。

从太阳常数的测定中可知，虽然太阳常数并非绝对不变，但多年来的统计资料表明其变化的范围一般不超过±1%，因此很难设想它是全球性气候变化的原因所在。

目前人们倾向于认为，造成地球上全球性气候变化的，因很可

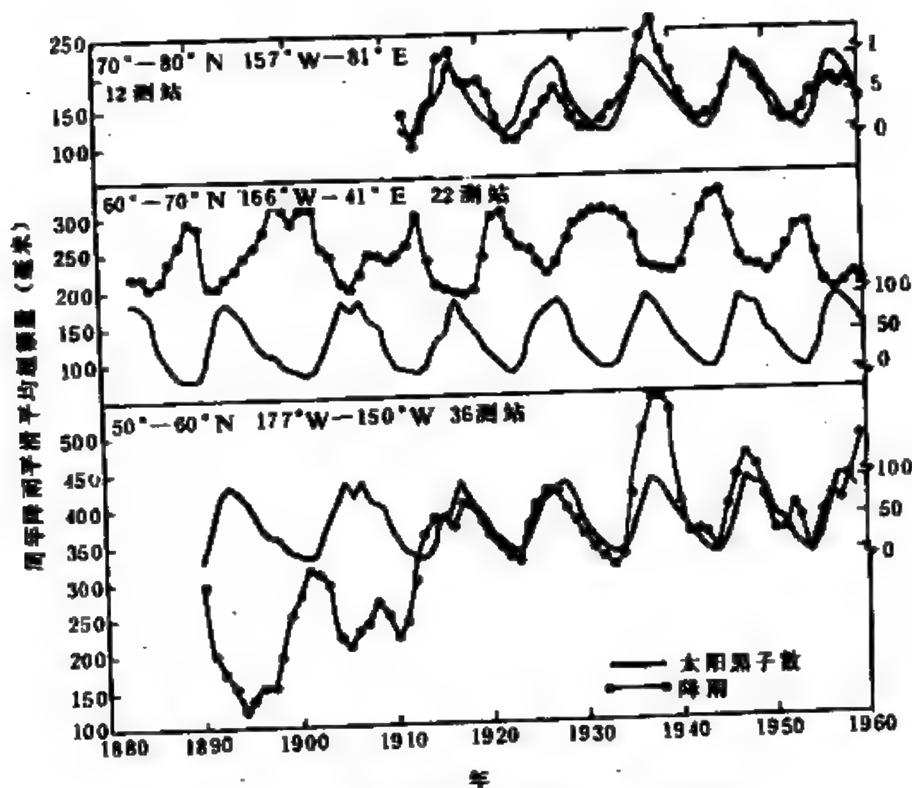


图 7.44 太阳活动与降水量的关系（北半球统计）

能是太阳活动中发生的某种辐射，因为在峰年与谷年，这种辐射流的强度差甚至可达几十倍。

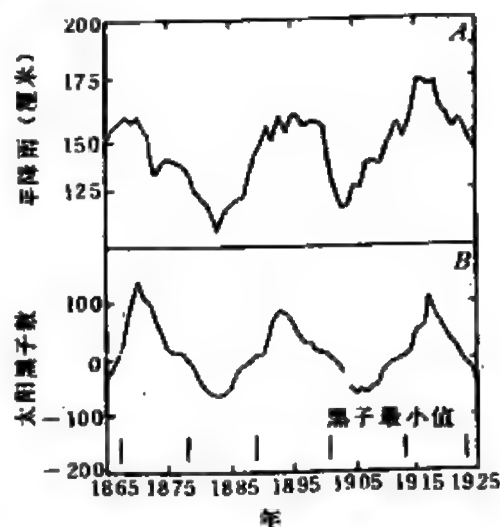


图 7.45 年降水量与22年黑子磁周期有关

最近几十年来，人们获得了一些有关太阳某些快速活动过程对天气影响的观测资料，例如在有些磁暴发生后的三、四天时间内，地球上许多地方观测到了有规则的气压变化(图7.46)有的还观测到了太阳风与大气涡流的互相作用。总之，最近十年来这方面研究已有了较大的突破。

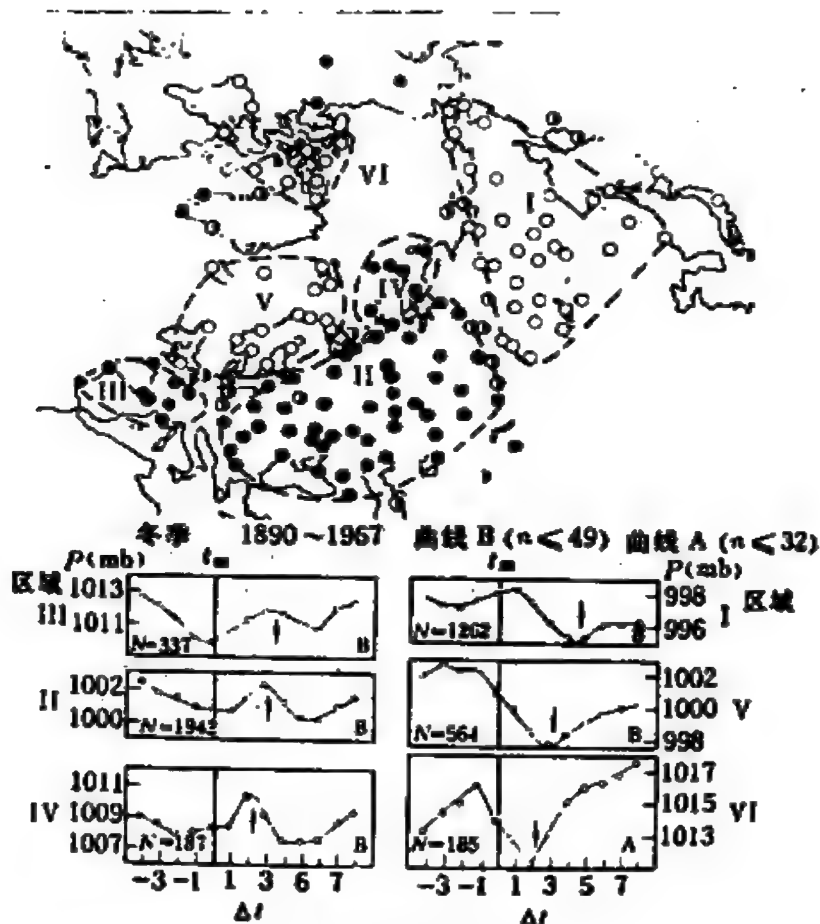


图 7.46 磁暴后的气压变化

• 气压升高；。气压下降；I－IV 地理分区

六、太阳活动的其他效应

太阳活动对地球的影响可能是多方面的，有人甚至认为它对于生命活动也有某种微妙的作用，例如有人声称，一些细菌、微生物的活动也可能受到太阳辐射的制约，还有人认真地去统计一些疾病的发病率，认为诸如流行性感冒、心血管疾病等也与太阳黑子数有关。

在植物的生长方面，科学家们的确已找到了确凿无疑的证据——树木生长的年轮圈的疏密情况明显地呈现为11年的周期性(图7.47)。图中的曲线表明，树木的生长速度与太阳活动的关系

十分密切。树木的生长曲线有两个极大，主极大对应于活动峰年，次极大则对应于谷年。

由此可见，日地关系的研究虽然近年来进展很快，但是还有许多领域尚未为人所知，宇宙中的奥秘是无穷的。

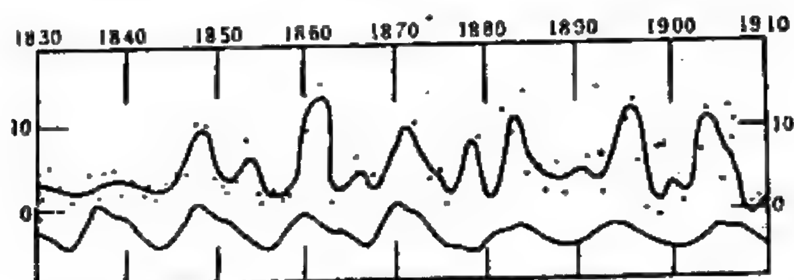


图7.47 树木年轮疏密——生长率（上曲线）与太阳黑子数（下曲线）的关系

附录Ⅰ 哥白尼以来天文学大事记

1543年 波兰的哥白尼经过毕生研究出版《天体运行论》，确立了日心体系的太阳系学说。

1609年 德国的开普勒发表《新天文学》，书中提出行星运动的第一、第二定律。

意大利的伽利略制成第一架天文望远镜，并于年底发现了木星的四颗大卫星。

1610年 伽利略的《星际使者》问世，发表了他用望远镜观测天空后的第一批重大发现。

1619年 开普勒出版《宇宙谐和论》，提出行星运动第三定律，为牛顿发现万有引力定律奠定了基础。

1655年 荷兰惠更斯确证了土星光环。

1667年 世界第一座拥有望远镜的现代天文台——巴黎天文台——落成。

1668年 牛顿发明并制成了世界上第一架反射望远镜。

1676年 丹麦的罗默利用木卫食现象首次测定光的传播速度。

1687年 牛顿的巨著《自然哲学的数学原理》问世，提出万有引力定律，天体力学诞生。

1705年 英国的哈雷发表的《彗星天文学论说》第一次预言彗星的回归，使彗星研究进入新阶段。

1728年 英国的布拉得雷发现光行差。

1750年 英国的赖特(T.Wright)首次提出银河系概念。

1755年 德国的康德发表了《自然通史和天体论》(匿名)，提出了第一个科学的天体演化学说——太阳系起源星云说。

1766年 德国的提丢斯发现了行星距离的经验关系——提丢斯定则。

1781年 英国的威廉·赫歇耳发现天王星，大大扩大了太阳系的旧范围。

1783年 威廉·赫歇耳发现太阳在星际间的空间运动。

1796年 法国的拉普拉斯发表《宇宙体系论》，重新提出太阳系起源星云说。

1801年 意大利的皮亚齐发现第一颗小行星——谷神星。

1837—1839年　三位天文学家几乎同时测定了恒星的周年视差：德国的贝塞耳（天鹅座61星）、英国的亨德森（半人马座α）、俄国的瓦·雅·斯特鲁维（织女星）。

1846年　英国的约翰·亚当斯和法国的勒威耶独立地根据天王星运动的不规则变化算出了未知行星的轨道和空间位置，德国的伽勒根据后者的资料找到了太阳系的第八颗大行星——海王星。

十九世纪中叶　照相技术、测光、分光技术先后在天文学中得到应用以及基尔霍夫定律的发现，宣告了天体物理学的诞生。

1897年　美国叶凯士天文台建成世界最大的折射望远镜（口径1.02米）。

1905年　爱因斯坦发表狭义相对论。

1912年　美国的勒维特（H.S.Leavitt）发现造父变星的周光关系。

1913年　丹麦的赫茨普龙（E.Hertzsprung）与美国的罗素（H.N.Russell）分别得到了恒星的"颜色星等图"和"光谱光度图"，合称为"赫罗图"。

1915年　爱因斯坦发表了广义相对论。

1918年　美国的沙普利（H.Shapley）从球状星团的研究中证实太阳不在银河系中心区域。

1929年　美国的哈勃从河外星系的谱线红移中得出了哈勃定律。

1930年　美国的汤博发现太阳系的第九颗大行星——冥王星。

1931年　德国的贝·施密特（B.V.Schmidt）发明折反射望远镜——施密特望远镜。

美国央斯基发现银河中心的射电辐射。

1932年　苏联的朗道（Д.ландау）预言中子星的存在。

1937年　美国的雷伯建成了第一架射电望远镜。

1937—1939年　德国的冯·魏茨泽克与美国的贝特创建恒星核能源理论，并因此获得1967年诺贝尔物理奖。

三十年代　美籍印度裔昌德拉塞卡（S.Chandrasekhar）对恒星及白矮星的研究获得重大成果，因此与人分享了1983年诺贝尔物理学奖金。

1948年　5米反射望远镜在美国帕洛玛山天文台正式启用。

1957年　苏联第一颗人造地球卫星发射成功，宣告了空间时代与全波天文学的开始。

1959年　苏联发射的"月球1号"月球火箭第一次绕过月球，并得到了第一批月球背面的照片。

1960年　美国利用高空气球第一次发现宇宙γ射线源。

1961年　苏联第一个载人卫星"东方1号"发射成功。

美籍华裔科学家黄授书预言红外星的存在。

1962年　美国天文学家首次发现太阳系外的X射线辐射源，X射线天文学宣告诞生。

1963年　美国首次用射电方法发现星际有机分子，标志着分子天文学的诞生。

荷兰的玛·施米特(M.Schmidt)在美国发现类星体。

1965年　美国的彭齐亚斯(A.Penziaz)和威尔逊(R.W.Wilson)发现3开微波背景辐射，因而荣获1978年度的诺贝尔物理奖。

1967年　英国的休伊什(A.Hewjsh)和他的研究生贝尔(S.J.Bell)发现脉冲星，证实了35年前朗道的预言。该发现获得了1974年度诺贝尔物理奖。

加拿大和美国建成甚长基线干涉仪。

1969年　美国"阿波罗"11号实现首次登月，两名宇航员首次踏上月面。

1970年　中国的第一颗人造地球卫星发射成功。

1972年　美国发射第一艘太阳系外围空间探测器——"先驱者10号"，它于1973年飞临木星获得了大量资料，1983年它已越过海王星的轨道。

1973年　美国的"维拉"卫星发现宇宙γ射线爆发。

1975年　美国发现宇宙X射线爆发

1976年　苏联建成世界最大的地面望远镜(口径6米)。

1977年　许多国家的天文学家从掩星观测中都发现了天王星具有光环。

七十年代　"太阳中微子之谜"提出(美国)。

"黑洞热力学"理论的确立(美国)。

10^{-30} 秒内的宇宙早期过程的讨论。

1978年　美国天文学家发现短周期射电脉冲双星的轨道周期变率，认为这是"引力波"存在的观测证明。美国从掩星观测发现(532)小行星有小卫星。

美国发现冥王星的卫星。

意大利及美国相继发现奇特的天体SS433。

1979年　美国空间探测器"旅行者"1号、2号先后飞临木星获得多项重大发现：木星光环、木卫一上的火山爆发以及若干新木卫。

美国发现双类星体。被认为是引力透镜的效果，这是广义相对论的又一天文验证。

第一架新一代天文望远镜——多镜面望远镜在美国投入观测使用。它由6个1.8米镜头组成，效果足可与4.5米的单镜媲美。

1980年　"旅行者"飞过土星，得到了众多的新发现：光环的复杂结构、众多的新土卫及其奇特的土卫动力学现象。

1982年　美国开始证认类星体的本质——活动星系核。

发现一种前所未知的新型天体——毫秒级脉冲星PSR1937+214。

美国天文学家提出宇宙中存在着一些3亿光年的"巨洞"，在巨洞中没有星系。

附录Ⅱ　球面三角的一些基本公式

一、圆弧与角度

在天文学中，角与弧有三种量度单位制：弧度制、度分秒（°、′、″）制及时分秒（h、m、s）制。弧度在中学已作过定义，它是弧长等于半径时所对应的圆心角，故

$$2\pi \text{ 弧度} = 360° \tag{Ⅱ.1}$$

$$1 \text{ 弧度} \simeq 57.2958° = 3437.747' = 206264.806''$$

一般情况下，可取：

$$1 \text{ 弧度} = 57.3° = 3438' = 206265'' \tag{Ⅱ.2}$$

或者

$$\left.\begin{aligned} 1° &= \frac{1}{57.3}\text{弧度} = 1.7453\times10^{-2}\text{ 弧度} \\ 1' &= \frac{1}{3438}\text{弧度} = 2.9088\times10^{-4}\text{ 弧度} \\ 1'' &= \frac{1}{206265}\text{弧度} = 4.8481\times10^{-6}\text{ 弧度} \end{aligned}\right\} \tag{Ⅱ.3}$$

度分秒与时分秒的关系比较简单：

$$\left.\begin{aligned} &1^h = 15°,\quad 1^m = 15',\quad 1^s = 15'' \\ &1° = 4^m,\quad 1' = 4^s \end{aligned}\right\} \tag{Ⅱ.4}$$

若θ是以弧度表示的角，$\theta°$、θ'、θ''分别是以度、分、秒表示的同一角，显然有：

$$\left.\begin{aligned} &\theta° = 57.3°\theta,\quad \theta' = 3438\theta,\quad \theta'' = 206265\theta \\ &\theta = \frac{\theta°}{57.3} = \frac{\theta'}{3438} = \frac{\theta''}{206265} \end{aligned}\right\} \tag{Ⅱ.5}$$

当θ角为很小的微角时，即可忽略二级以上小量，有

$$\sin\theta = \mathrm{tg}\theta = \theta. \tag{Ⅱ.6}$$

例如，当$\theta = 1''$时，就有

$$\sin 1'' = \mathrm{tg}\, 1'' = \frac{1}{206265}\ .$$

对于一般的小角θ''则可写成

$$\sin \theta'' = \mathrm{tg}\, \theta'' = \frac{\theta''}{206265}\ ,$$

为简化计，常以$\sin 1''$来代替$\frac{1}{206265}$，故有

$$\sin \theta'' = \theta'' \sin 1''。 \qquad (\text{II}.7)$$

二、极三角形

有一类性质颇为特殊的球面三角形——极三角形。极三角形是相对于某一球面三角形（称原三角形）而言的，因而总是成对的。如图 II.1，极三角形$A'B'C'$的三个顶点A'、B'、C'分别是原三角形ABC三条边a、b、c的极，在$A'B'C'$与ABC之间有两个重要性质：

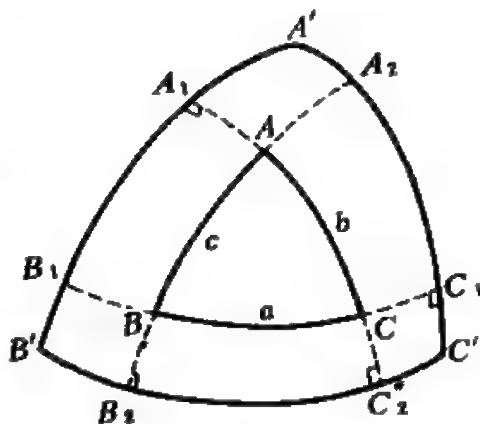


图 II.1 极三角形

（1）若球面三角形$A'B'C'$是球面三角形ABC的极三角形，则球面三角形ABC也必然是球面三角形$A'B'C'$的极三角形。

［证明］ 如图II.1，延长AC交$\widehat{A'B'}$于A_1，交$\widehat{B'C'}$于C_2。因为B'是$\widehat{AC}$的极，所以有：

$$\angle B'C_2A_1 = \angle B'A_1C_2 = 90$$

同样延长$\widehat{AB}$及$\widehat{BC}$，得到四交点B_1、C_1、A_2、B_2。同理可证：

$$\angle AB_2C' = 90$$

在球面三角形AB_2C_2中，$\widehat{AB_2} \perp \widehat{B'C'}$，$\widehat{AC_2} \perp \widehat{B'C'}$，所以$A$必为$\widehat{B'C'}$的极。

同理可证B为$\widehat{A'C'}$的极，C为$\widehat{A'B'}$的极。

则球面三角形ABC为球面三角形$A'B'C'$的极三角形。

（2）极三角形的边（或角）与原三角形的对应角（或边）互补。

［证明］ 如图 II.1，因为B'，C'分别是b、c的极，

所以 $\widehat{B'C_2} = 90$， $\widehat{C'B_2} = 90$.

$$\overset{\frown}{B'C_2}+\overset{\frown}{C'B_2}=\overset{\frown}{B'C'}+\overset{\frown}{B_2C_2}=180^\circ.$$

而A是$\overset{\frown}{B'C'}$的极，所以$\overset{\frown}{B_2C_2}=A$，$\overset{\frown}{B'C'}=a'$ 即有：

$$a'+A=180^\circ.$$

同理可以得到其他两个相应的等式，所以有

$$\left.\begin{aligned}a'+A&=180^\circ,\\ b'+B&=180^\circ,\\ c'+C&=180^\circ.\end{aligned}\right\}\qquad(\text{Ⅱ}.8)$$

而B、C又分别是b' c'的极，故$\overset{\frown}{BC_1}=\overset{\frown}{CB_1}=90^\circ$。所以

$$\overset{\frown}{BC_1}+\overset{\frown}{CB_1}=\overset{\frown}{B_1C_1}+\overset{\frown}{BC}=180^\circ,$$

而 $\qquad\overset{\frown}{BC}=a,\quad \overset{\frown}{B_1C_1}=A'.$

于是

$$a+A'=180^\circ.$$

同理可得其他二式，于是

$$\left.\begin{aligned}a+A'&=180^\circ,\\ b+B'&=180^\circ,\\ c+C'&=180^\circ.\end{aligned}\right\}\qquad(\text{Ⅱ}.9)$$

三、球面三角形的基本性质及其证明

（1）等边对应的角相等，等角对应的边相等。

〔证明〕 设球面三角形 ABC 中有 $\overset{\frown}{AB}=\overset{\frown}{AC}$（图Ⅱ.2）。取$\overset{\frown}{BC}$的中点$D$，并用大圆弧联结$\overset{\frown}{AD}$，则在两个球面三角形$ABD$及$ACD$中，有



图 Ⅱ.2 等边与等角相对应

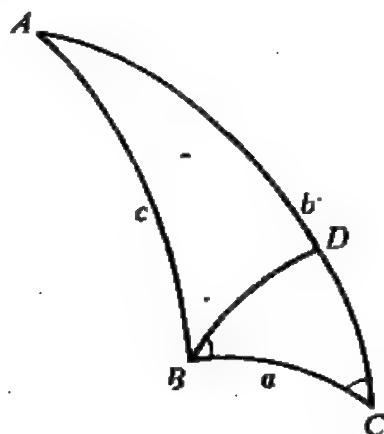


图 Ⅱ.3 大角与大边相对应

$$\widehat{BD}=\widehat{CD},\quad \widehat{AB}=\widehat{AC},\quad \widehat{AD}=\widehat{AD},$$

则两球面三角形全等，即有

$$B=C.$$

(2) 大边对应的角大，大角对应的边长。如图Ⅱ.3，在球面三角形ABC中若$B>C$，则$b>c$。

〔证明〕 过B作大圆弧$\widehat{BD}$，使$\angle DBC=\angle BCD$，所以

$$\widehat{BD}=\widehat{CD}$$

在球面三角形ABD中，有$\widehat{BD}+\widehat{AD}>c$，亦即

$$\widehat{AD}+\widehat{CD}=b>c.$$

利用极三角形的性质，非常容易证明其逆命题。

〔证明〕 设球面三角形ABC的极三角形为$A'B'C'$

因有

$$b>c,$$

故

$$180°-b<180°-c.$$

利用(Ⅱ.9)式

$$B'=180°-b,\quad C'=180°-c.$$

则

$$B'>C'.$$

在球面三角形$A'B'C'$中就有$b'<c'$(大角对大边)，所以

$$180°-b'>180°-c',$$

即

$$B>C.$$

(3) 球面三角形三边之和大于0°，小于360°。

〔证明〕 如图Ⅱ.4，因为

$$a>0°,\quad b>0°,\quad c>0°$$

则有

$$a+b+c>0°.$$

联结球心O与球面三角形ABC三顶点OA，OB，OC，则有：

$$a=\angle BOC,\ b=\angle AOC,\ c=\angle AOB.$$

由立体几何中知，凸多面角的各面角之和

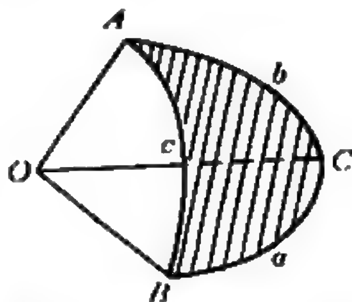


图 Ⅱ.4. 球面三角形三边之和

小于360°，即：

$$\angle AOB+\angle BOC+\angle COA<360°. \qquad (\text{Ⅱ}.10)$$

所以

$$a+b+c<360°.$$

即是

$$0°<a+b+c<360°.$$

（4）球面三角形三内角之和大于180°小于540°

［证明］ 设球面三角形 $A'B'C'$ 是球面三角形 ABC 的极三角形，由（Ⅱ.8）式，可直接得到：

$$A+B+C=3\times180°-(a'+b'+c'),$$

而a'，b'，c'又是一个球面三角形的三条边，满足（Ⅱ.10）式

即

$$0°<a'+b'+c'<360°$$

所以

$$180°<A+B+C<540° \qquad (\text{Ⅱ}.11)$$

（5）球面三角形两边之和大于第三边，两边之差小于第三边。即是

$$\left.\begin{array}{l}a+b>c,\\ b+c>a,\\ c+a>b.\end{array}\right\} \quad (\text{Ⅱ}.12) \qquad \left.\begin{array}{l}a-b<c,\\ b-c<a,\\ c-d<b.\end{array}\right\} \quad (\text{Ⅱ}.13)$$

这项证明比较容易，读者不妨自证。

（6）球面三角形两内角之和减去第三角小于180°，即是

$$A+B-C<180°$$

［证明］ 在球面三角形ABC的极三角形$A'B'C'$中，有

$$a'=180°-A, \quad b'=180°-B, \quad c'=180°-C.$$

由（Ⅱ.12）式 $a'+b'>c'$。即

$$180°-A+180°-B>180°-C.$$

所以

$$A+B-C<180°.$$

同理可得其他两式，即有

$$\left.\begin{array}{l}A+B-C<180°,\\ A+C-B<180°,\\ B+C-A<180°.\end{array}\right\} \qquad (\text{Ⅱ}.14)$$

四、球面三角形的基本公式及其证明

（1）正弦公式

$$\frac{\sin a}{\sin A}=\frac{\sin b}{\sin B}=\frac{\sin c}{\sin C} \qquad (\text{Ⅱ}.15)$$

有关证明已在正文§2.2刊载，这儿不再重复。

（2）边的余弦公式

$$\left.\begin{aligned}\cos a&=\cos b\cos c+\sin b\sin c\cos A,\\ \cos b&=\cos c\cos a+\sin c\sin a\cos B,\\ \cos c&=\cos a\cos b+\sin a\sin b\cos C.\end{aligned}\right\} \qquad (\text{Ⅱ}.16)$$

［证明］ 如图Ⅱ.5，联结并延长OA、OB、OC，过A作$\widehat{AB}$、$\widehat{AC}$的切线AM、AN，分别与OB、OC的延长线交于M、N，联结MN，显然有：

$$AM\perp OA,\quad AN\perp OA,$$

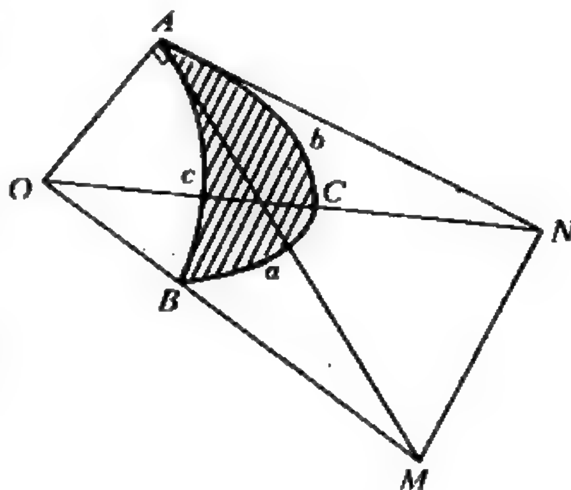
在$\triangle AMN$中，有：

$$\overline{MN}^2=\overline{AM}^2+\overline{AN}^2-2\overline{AM}\cdot\overline{AN}\cos\angle MAN. \qquad (\text{Ⅱ}.17)$$

而$\overline{AM}$、$\overline{AN}$分别是c、b的切线，所以

$$\angle MAN=A,$$

（等于AOM与AON构成的二面角）



图Ⅱ.5 余弦定理的证明

所以 $\overline{MN}^2=\overline{AM}^2+\overline{AN}^2-2\overline{AM}\cdot\overline{AN}\cos A.$ （Ⅱ.18）

而在$\triangle OMN$中，又有：

$$\overline{MN}^2=\overline{OM}^2+\overline{ON}^2-2\overline{OM}\cdot\overline{ON}\cos\angle MON. \qquad (\text{Ⅱ}.19)$$

而$\angle MON=a$，由（Ⅱ.18）、（Ⅱ.19）式得：

$$\overline{AM}^2+\overline{AN}^2-2\cdot\overline{AM}\cdot\overline{AN}\cos A=\overline{OM}^2+\overline{ON}^2-2\cdot\overline{OM}\cdot\overline{ON}\cos a.$$

即

$$\begin{aligned}2\overline{OM}\cdot\overline{ON}\cdot\cos a&=(\overline{OM}^2-\overline{AM}^2)+(\overline{ON}^2-\overline{AN}^2)\\&\quad+2\cdot\overline{AM}\cdot\overline{AN}\cos A\\&=\overline{OA}^2+\overline{OA}^2+2\overline{AM}\cdot\overline{AN}\cdot\cos A.\end{aligned}$$

$$\cos a=\frac{\overline{OA}^2+\overline{AM}\cdot\overline{AN}\cos A}{\overline{OM}\cdot\overline{ON}}=\frac{\overline{OA}}{\overline{OM}}\cdot\frac{\overline{OA}}{\overline{ON}}+\frac{\overline{AM}}{\overline{OM}}\cdot\frac{\overline{AN}}{\overline{ON}}\cos A$$

$$=\cos\angle AOB\cdot\cos\angle AOC+\sin\angle AOB\cdot\sin\angle AOC\cos A$$

$$=\cos b\cdot\cos c+\sin b\sin c\cos A.$$

同理可以证明(Ⅱ.16)式中的其他两式。

(3) 角的余弦公式:

$$\left.\begin{aligned}\cos A&=-\cos B\cos C+\sin B\sin C\cos a,\\ \cos B&=-\cos C\cos A+\sin C\sin A\cos b,\\ \cos C&=-\cos A\cos B+\sin A\sin B\cos c.\end{aligned}\right\}\quad(\text{Ⅱ}.20)$$

[证明] 在球面三角形ABC的极三角形$A'B'C'$中，同样存在有边的余弦公式(Ⅱ.16)式，即有

$$\cos a'=\cos b'\cos c'+\sin b'\sin c'\cos A'.\quad(\text{Ⅱ}.21)$$

由(Ⅱ.8)、(Ⅱ.9)式

$$a'=180^\circ-A,\quad b'=180^\circ-B,\quad c'=180^\circ-C,$$
$$A'=180^\circ-a.$$

代入(Ⅱ.21)式,

$$\cos(180^\circ-A)=\cos(180^\circ-B)\cos(180^\circ-C)$$
$$+\sin(180^\circ-B)\sin(180^\circ-C)\cos(180^\circ-a)-\cos A$$
$$=\cos B\cos C-\sin B\sin C\cos a.$$

即

$$\cos A=-\cos B\cos C+\sin B\sin C\cos a.$$

(Ⅱ.20)式中的其他两式也可用同样方法证明而得。

(4) 第一五元素公式:

$$\left.\begin{aligned}\sin a\cos B&=\cos b\sin c-\sin b\cos c\cos A,\\ \sin a\cos C&=\cos c\sin b-\sin c\cos b\cos A,\\ \sin b\cos A&=\cos a\sin c-\sin a\cos c\cos B,\\ \sin b\cos C&=\cos c\sin a-\sin c\cos a\cos B,\\ \sin c\cos A&=\cos a\sin b-\sin a\cos b\cos C,\\ \sin c\cos B&=\cos b\sin a-\sin b\cos a\cos C.\end{aligned}\right.\quad(\text{Ⅱ}.22)$$

[证明] 把(Ⅱ.16)式中的第二式改写为:

$$\sin c\sin a\cos B=\cos b-\cos C\cos a\quad(\text{Ⅱ}.23)$$

将(Ⅱ.16)式中第一式代入(Ⅱ.23)式

$$\sin c \sin a \cos B = \cos b - \cos c (\cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A)$$
$$= \cos b \sin c^2 - \sin b \cdot \sin c \cdot \cos c \cdot \cos A,$$

两端同时除以 $\sin c$，即得

$$\sin a \cos B = \cos b \sin c - \sin b \cos c \cos A.$$

（Ⅱ.22）式中的其他五式可利用轮换变更字母的方法一一证明之。

（5）第二五元素公式：

$$\left.\begin{aligned}
\sin A \cos b &= \cos B \sin C + \sin B \cos C \cos a, \\
\sin A \cos c &= \cos C \sin B + \sin C \cos B \cos a, \\
\sin B \cos a &= \cos A \sin C + \sin A \cos C \cos b, \\
\sin B \cos c &= \cos C \sin A + \sin C \cos A \cos b, \\
\sin C \cos a &= \cos A \sin B + \sin A \cos B \cos c, \\
\sin C \cos b &= \cos B \sin A + \sin B \cos A \cos c.
\end{aligned}\right\} \quad (\text{Ⅱ}.24)$$

［证明］ 对于球面三角形 ABC 的极三角形 $A'B'C'$，同样应有第一五元素公式成立，即有

$$\sin a' \cos B' = \cos b' \sin c' - \sin b' \cos c' \cos A$$

用（Ⅱ.8）、（Ⅱ.9）式中的有关公式代入，

$$\sin(180^\circ - A)\cos(180^\circ - b) = \cos(180^\circ - B)\sin(180^\circ - C)$$
$$- \sin(180^\circ - B)\cos(180^\circ - C)\cos(180^\circ - a).$$

即

$$-\sin A \cos b = -\cos B \sin C - \sin B \cos C \cos a.$$

所以有

$$\sin A \cos b = \cos B \cdot \sin C + \sin B \cos C \cos a.$$

（Ⅱ.24）式中的其他公式亦可分别从相应的（Ⅱ.22）式中得到证明。

（6）四元素公式：

$$\left.\begin{aligned}
\operatorname{ctg} A \sin C &= -\cos C \cos b + \sin b \operatorname{ctg} a, \\
\operatorname{ctg} A \sin B &= -\cos B \cos c + \sin c \operatorname{ctg} a, \\
\operatorname{ctg} B \sin A &= -\cos A \cos c + \sin c \operatorname{ctg} b, \\
\operatorname{ctg} B \sin C &= -\cos C \cos a + \sin a \operatorname{ctg} b, \\
\operatorname{ctg} C \sin B &= -\cos B \cos a + \sin a \operatorname{ctg} c, \\
\operatorname{ctg} C \sin A &= -\cos A \cos b + \sin b \operatorname{ctg} c.
\end{aligned}\right\} \quad (\text{Ⅱ}.25)$$

［证明］ 由（Ⅱ.16）式中第一式

$$\cos a = \cos b \cdot \cos c + \sin b \sin c \cos A. \quad (\text{Ⅱ}.26)$$

把(Ⅱ.16)式中第三式及(Ⅱ.15)式代入(Ⅱ.26)式的右端

$$\cos a=\cos b(\cos a\cos b+\sin a\ \sin b\ \cos C)+\sin b\ \frac{\sin a\ \sin C}{\sin A}\cos A$$

$$=\cos a\ \cos^2 b+\sin a\ \sin b\ \cos b\ \cos C+\sin a\ \sin b \sin C\ \mathrm{ctg} A$$

移项

$$\sin a\cdot\sin b\ \mathrm{ctg} A\ \sin C=\cos a(1-\cos^2 b)-\sin a\ \sin b\ \cos b \cos C$$

$$=\cos a\ \sin^2 b-\sin a\ \sin b\ \cos b\ \cos C$$

两端同除以$\sin a\cdot\sin b$，则得

$$\mathrm{ctg} A\ \sin C=-\cos C\ \cos b+\sin b\ \mathrm{ctg} a$$

(Ⅱ、25)式中的其他五个公式也可依此方法证明之。

五、特殊球面三角形

1. 直角球面三角形　有一个角为90°的球面三角形称为直角球面三角形。如在球面三角形ABC中，有$C=90°$，则$\cos C=0$，$\sin C=1$。分别用于(Ⅱ.15)、(Ⅱ.16)、(Ⅱ.20)、(Ⅱ.22)、(Ⅱ.24)、(Ⅱ.25)等有关公式，再通过一定的变换和简化，则可得

$$\begin{aligned}
&\sin a=\sin c\ \sin A, && \sin a=\mathrm{tg} b\ \mathrm{ctg} B,\\
&\sin b=\sin c\ \sin B, && \sin b=\mathrm{tg} a\ \mathrm{ctg} A,\\
&\cos c=\cos a\ \cos b, && \cos c=\mathrm{ctg} A\ \mathrm{ctg} B, \qquad (Ⅱ.27)\\
&\cos A=\mathrm{tg} b\ \mathrm{ctg} c, && \cos A=\cos a\ \sin B,\\
&\cos B=\mathrm{tg} a\ \mathrm{ctg} c, && \cos B=\cos b\ \sin A,
\end{aligned}$$

这一组公式共有十个，有一个记忆法，剔除直角C，用$(90°-A)$、$(90°-B)$分别代替A、B，用$(90°-c)$代替c，然后把这五个元素a，b，$90°-A$，$90°-c$，$90°-B$依顺时针次序排成一个圆（图Ⅱ.6）。显然，每个元素都有两个与之相邻的元素，而任何一个元素的正弦等于两相邻元素正切的积或者两相对元素余弦的积。例如，任选$90°-B$，则有

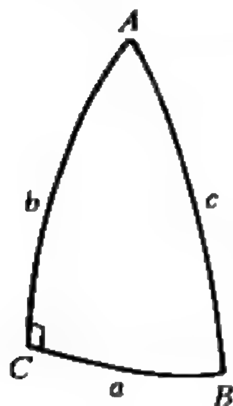


图 Ⅱ.6　直角球面三角形公式记忆法示意图

$$\left.\begin{aligned}\sin(90°-B)&=\mathrm{tg} a\cdot\mathrm{tg}(90°-c)\\ \sin(90°-B)&=\cos b\cdot\cos(90°-A)\end{aligned}\right\}$$

亦即

$$\cos B = \operatorname{tg} a \operatorname{ctg} c,\quad \cos B = \cos b \sin A.$$

2．直边球面三角形　凡有一条边为90°的球面三角形称为直边球面三角形，又称象限三角形。例如，当球面三角形ABC中若$c=90°$时便有$\cos c=0$，$\sin c=1$，代入（Ⅱ.15）、（Ⅱ.16）、（Ⅱ.20）、（Ⅱ.22）、（Ⅱ.21）、（Ⅱ.25）等有关公式也可得到类似于（Ⅱ.27）式的十个公式。当然，利用极三角形的性质（Ⅱ.8）、（Ⅱ.9）式，也可直接由（Ⅱ.27）式推出：

$$\left.\begin{array}{ll}\sin A = \sin a \sin C, & \sin A = \operatorname{ctg} b \operatorname{tg} B,\\ \sin B = \sin b \sin C, & \sin B = \operatorname{ctg} a \operatorname{tg} A,\\ \cos a = \cos A \sin b, & \cos a = -\operatorname{tg} B \operatorname{ctg} C,\\ \cos b = \sin a \cos B, & \cos b = -\operatorname{tg} A \operatorname{ctg} C,\\ \cos C = -\cos A \cos B, & \cos C = -\operatorname{ctg} a \operatorname{ctg} b.\end{array}\right\}\qquad (\text{Ⅱ}.28)$$

同样也有一个简便的方法可以用来帮助记忆（Ⅱ．28）式。用$(90°-a)$、$(90°-b)$、$(C-90°)$分别代替a、b、C，依次排成如图Ⅱ.7的圆圈，则同样就有这样的关系：每一元素的正弦等于相邻两元素的正切的积，也等于相对两元素的余弦的积。

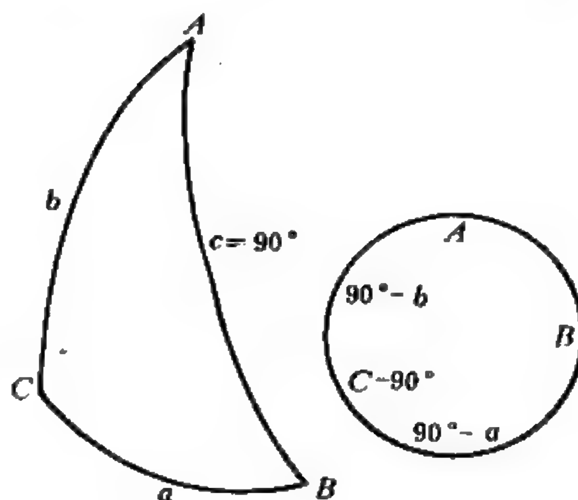


图 Ⅱ.7　直边球面三角形公式记忆法示意图

3．小球面三角形　三条边都很小的球面三角形称为小球面三角形。而在圆弧甚小时，有：

$$\sin x \simeq x,\quad \operatorname{tg} x \simeq x,$$

$$\cos x \simeq 1-\frac{x^2}{2}$$

因而只要误差不超过所要求的精确度，就有与平面三角形类似的正弦、余弦公式，

$$\left.\begin{array}{l}\dfrac{a}{\sin A}=\dfrac{b}{\sin B}=\dfrac{c}{\sin C}\\ a^2=b^2+c^2-2bc\cos A.\end{array}\right\}\qquad (\text{Ⅱ}.29)$$

可以认为小球面三角形相当于平面三角形。

1. 窄球面三角形　一条边远小于其他两边的球面三角形称为窄球面三角形。即有

$$a \ll b, \quad a \ll c.$$

在许多实际天文学问题中，通常遇到的窄球面三角形问题都是为了求得A及$b-c$（或$c-b$）。

如图Ⅱ.8，设a和A都是小量，过C作一大圆弧$\widehat{CD}$，使$\widehat{CD} \perp \widehat{AB}$，并交$\widehat{AB}$于$D$。

这样，球面三角形BCD即为小球面三角形，球面三角形ADC是直角球面三角形。设$\widehat{CD}=b'$，则在小球面三角形BCD中，有：

$$b' = a \cdot \sin B \qquad (\text{Ⅱ}.30)$$

在直角球面三角形ACD中，可取$AD \simeq c$，由（Ⅱ.27）第一式：

$$\sin b' = \sin c \cdot \sin A \qquad (\text{Ⅱ}.31)$$

而A，b'是小量，则有

$$\sin b' \simeq b', \quad \sin A \simeq A,$$

代入（Ⅱ.31）式

$$b' = A \cdot \sin c \qquad (\text{Ⅱ}.32)$$

联合（Ⅱ.30）及（Ⅱ.31）式

$$a \sin B = A \cdot \sin c.$$

图Ⅱ.8　窄球面三角形

即

$$A = a\frac{\sin B}{\sin c}$$

从$\widehat{BD} = a\cos B$中也很易得到$c-b$的有关公式，故有

$$\left.\begin{aligned} A &= a\frac{\sin B}{\sin c}, \\ c-b &= a\cos B, \end{aligned}\right\} \qquad (\text{Ⅱ}\ 33)$$

附录Ⅲ 星官和星座

古人们为了认识星星、研究天体，很早便人为地把星空分成若干区域，中国称之为星官，西方唤之为星座。中国古代把天空分为三垣二十八宿，最早的完整文字记录见诸于《史记·天官书》中。

三垣者，北天极附近的三个区域：紫微垣、太微垣、天市垣。垣的分划並不太严格明确，紫微垣大致包括小熊座、天龙座、鹿豹座、仙王座 仙后座、大熊座、牧夫座、猎犬座、御夫座等。太微垣则相当于以下几个星座的区域：狮子座、后发座、室女座、猎犬座、大熊座、小狮座等。天市垣则相对更近夏秋的银河区域，即包括了蛇夫座、巨蛇座、盾牌座、天鹰座、武仙座、北冕座等等。

二十八宿分成四大星区，称作四象，以动物命名之：

东方苍龙：角、亢、氐、房、心、尾、箕等七宿；

北方玄武：斗、牛、女、虚、危、室、壁等七宿；

西方白虎：奎、娄、胃、昴、毕、觜、参等七宿；

南方朱雀：井、鬼、柳、星、张、翼、轸等七宿。

二十八宿在我国民间流传甚广，汉代天文学家曾形容为："苍龙连蜷于左、白虎猛踞于右，朱雀奋飞于前，灵龟圈首于后。"实际上这描述了我国中原地区初春季节黄昏不久后的天象(图Ⅲ．1)。

二十八宿中最大的为井宿，赤经跨度约有33°左右，而最小的觜宿和鬼宿，仅只2—4°。它们与西方星座大致的对应关系可见表Ⅳ．1。

我国的恒星命名系统大约形成于公元270年，三国时代吴国太史令陈卓编成了一本包含283个星官、共1464颗恒星的星表。其中很多都是以封建皇朝帝王将相的官名来命名的。

西方的星座的起源可以追溯到公元以前大约三千年左右的巴比伦人。到公元二世纪时，古希腊的天文学家大体上已把北天区域的星座确定了下来，而南天区域的星座的确定则是在环球航行成功之后、十七世纪的事了。

1603年，根据德国天文学家巴耶(J.Bayer)的建议，恒星命名按星座分区，即在每个星座内根据亮度顺序，以希腊字母表示之。例如，著名的北斗

七星即是大熊座中最亮的七颗星，分别称为αUMa（天枢）、βUMa（天璇）、γUMa（天玑）、δUMa（天权）、εUMa（玉衡）、ζUMa（开阳）、ηUMa（摇光）。但是希腊字母仅只24个，星座中的恒星数一般远不止24颗，如大熊星座内肉眼可见的恒星有125颗之多，为了解决这个矛盾，英国的弗兰斯提德（J. Flamsteed）于1712年发表了一个星表，其中的恒星都按星座中的赤经次序编号，因此，目前除星座中24颗亮星已有希腊字母表示之外，凡被包括在上述星表中的，都以该星表中的号数加上星座名命名，如天鹅座61星、大熊座81星等等。显然，这种数字与亮度顺序是无关的。

为了统一星座的划分，1928年国际天文学联合会经过研究讨论，公布了全天88个星座的名称及范围，并且规定星座的界限一律以赤经线和赤纬线来划分（表Ⅲ.2）。星座的大小相差十分悬殊，如最大的长蛇座占据的天区面积达1300平方度，而最小的南十字座却只有68平方度（全天面积为41253平方度）。从表Ⅲ.2还可看出，各个星座内所包含的肉眼可见星数也是有多有少，各不相等的。

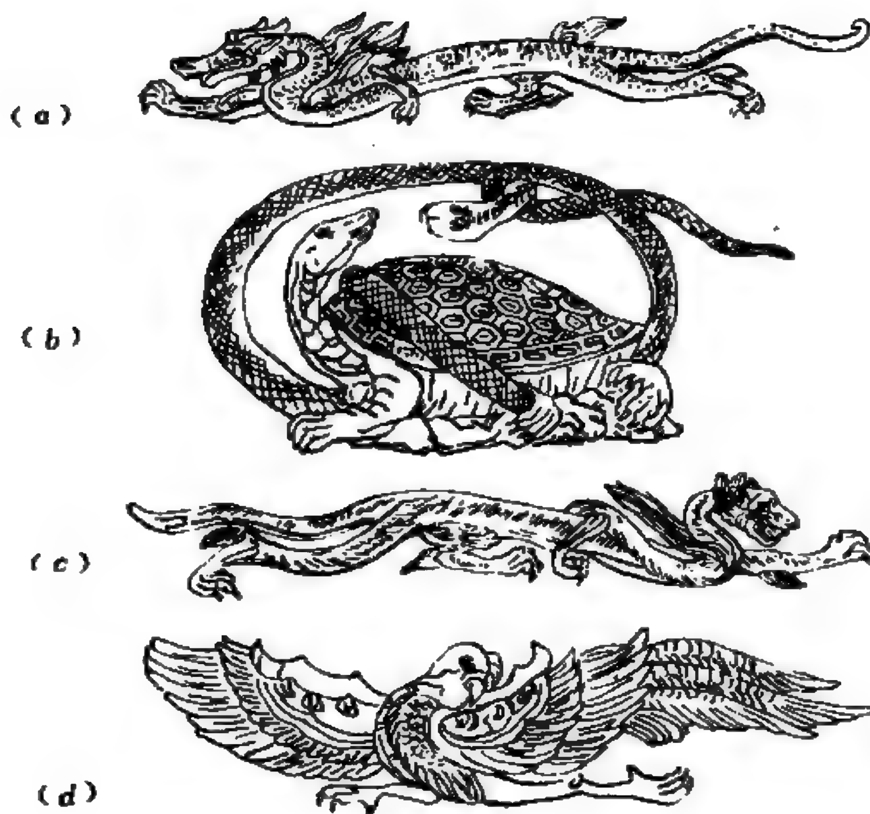


图 Ⅲ.1　二十八宿的四象：
(a) 东方苍龙；(b) 北方玄武　(c) 西方白虎；(d) 南方朱雀

表Ⅲ1　二十八宿与西方星座的大致对应关系

东方苍龙		北方玄武		西方白虎		南方朱雀	
星宿	对应星座	星宿	对应星座	星宿	对应星座	星宿	对应星座
角	室女	斗	人马	奎	仙女、双鱼	井	双子
亢	室女	牛	摩羯	娄	白羊	鬼	巨蟹
氐	天秤	女	宝瓶	胃	白羊	柳	长蛇
房	天蝎	虚	宝瓶、小马	昴	金牛	星	长蛇
心	天蝎	危	飞马、宝瓶	毕	金牛	张	长蛇
尾	天蝎	室	飞马	觜	猎户	翼	巨爵
箕	人马	壁	仙女、飞马	参	猎户	轸	乌鸦

表 III.2 88 个星座表

略号	中名	拉丁名	俄名	日名	中心位置		占天区面积（平方度）	可见星数
					赤经α（小时）	赤纬δ（度）		
And	仙女	Andromeda	Андромеда	アンドロメダ	1	40	722	100
Ant	唧筒	Antlia	Насос	ポンプ(pump)	10	−35	239	20
Aps	天燕	Apus	Райская Птица	ふうちょう（風鳥）	16	−75	206	20
Aqr	宝瓶	Aquarius	Водолей	みずがめ（水瓶）	23	−15	980	90
Aql	天鹰	Aquila	Орёл	わし（鷲）	20	5	652	70
Ara	天坛	Ara	Жертвенник	さいだん（祭壇）	17	−55	237	30
Ari	白羊	Aries	Овен	おひつじ（牡羊）	3	20	441	50
Aur	御夫	Auriga	Возничий	ぎょしゃ（馭者）	6	40	657	90
Boo	牧夫	Bootes	Волопас	うしかい（牛飼）	15	30	907	90
Cae	雕具	Caelum	Резец	ちょうこくぐ（彫刻具）	5	−40	125	10
Cam	鹿豹	Camelopardalis	Жираф	きりん（麒麟）	6	70	757	50
Cnc	巨蟹	Cancer	Рак	かに（蟹）	9	20	506	60
CVn	猎犬	Canes Venatici	Гончие Псы或 Гончие Собаки	りょうけん（猟犬）	13	40	465	30
CMa	大犬	Canis Major	Большой Пёс	おおいぬ（大犬）	7	−20	380	80
CMi	小犬	Canis Minor	Малый Пёс	こいぬ（小犬）	8	5	183	20

(续表)

略号	中名	拉丁名	俄名	日名	中心位置		占天区面积(平方度)	可见星数
					赤经α(小时)	赤纬δ(度)		
Cap	摩羯	Capricornus	Козерог	やぎ (山羊)	21	-20	414	50
Car	船底	Carina	Киль	りゅうこつ (竜骨)	9	-60	494	110
Cas	仙后	Cassiopeia	Кассиопея	カシオペヤ	1	60	598	90
Cen	半人马	Centaurus	Кентавр或Центавр	ケンタウルス	13	-50	1060	150
Cep	仙王	Cepheus	Цефей	ケフエウス	22	70	588	60
Cet	鲸鱼	Cetus	Кит	くじら (鯨)	2	-10	1230	100
Cha	蝘蜓	Chamaeleon	Хамелеон	カメレオン	11	-80	132	20
Cir	圆规	Circinus	Циркуль	コンパス(compass)	15	-60	93	20
Col	天鸽	Columba	Голубь	はと (鳩)	6	-35	270	40
Com	后发	Coma Berenices	Волосы Вероники	かみのけ (髪)	13	20	386	53
CrA	南冕	Corona Austrina	Южная Корона	みなみのかんむり(南冠)	19	-40	128	25
CrB	北冕	Corona Borealis	Северная Корона	かんむり (冠)	16	30	179	20
Crv	乌鸦	Corvus	Ворон	からす (烏)	12	-20	184	15
Crt	巨爵	Crater	Чаша'	コップ(俄: KOP)	11	-15	282	20
Cru	南十字	Crux	Южный Крест	みなみじゅうじ(南十字)	12	-60	68	30
Cyg	天鹅	Cygnus	Лебедь	はくちょう (白鳥)	21	40	804	150

（续表）

略号	中名	拉丁名	俄名	日名	中心位置		占天区面积（平方度）	可见星数
					赤经α（小时）	赤伟δ（度）		
Del	海豚	Delphinus	Дельфин	いるか（海豚）	21	10	189	30
Dor	剑鱼	Dorado	Золотая Рыба	かじき（旗魚）	5	-65	179	20
Dra	天龙	Draco	Дракон	りゅう（竜）	17	65	1083	80
Equ	小马	Equuleus	Малый Конь	こうま（小馬）	21	10	72	10
Eri	波江	Eridanus	Эридан	エリダヌス	3	-20	1138	100
For	天炉	Fornax	Печь	ろ（炉）	3	-30	398	35
Gem	双子	Gemini	Близнецы	ふたご（双子）	7	20	514	70
Gru	天鹤	Grus	Журавль	つる（鶴）	22	-45	366	30
Her	武仙	Hercules	Геркулес	ヘルクレス	17	30	1225	140
Hor	时钟	Horologium	Часы	とけい（時計）	3	-60	249	20
Hya	长蛇	Hydra	Гидра	うみへび（海蛇）	10	-20	1300	130
Hyi	水蛇	Hydrus	Южный Змей	みずへび（水蛇）	2	-75	243	20
Ind	印第安	Indus	Индеец	インデアン（Indian）	21	-55	294	20
Lac	蝎虎	Lacerta	Ящерица	とかげ（蜥蜴）	22	45	201	35
Leo	狮子	Leo	Лев	しし（獅子）	11	15	947	70
LMi	小狮	Leo Minor	Малый Лев	こじし（小獅子）	10	35	232	20

（续表）

略号	中名	拉丁名	俄名	日名	中心位置		占天区面积（平方度）	可见星数
					赤经α（小时）	赤纬δ（度）		
Lep	天兔	Lepus	Заяц	うさぎ（兎）	6	-20	290	40
Lib	天秤	Libra	Весы	てんびん（天秤）	15	-15	538	50
Lup	豺狼	Lupus	Волк	おおかみ（狼）	15	-45	334	70
Lyn	天猫	Lynx	Рысь	やまねこ（山猫）	8	45	545	60
Lyr	天琴	Lyra	Лира	こと（琴）	19	40	286	45
Men	山案	Mensa	Столовая Гора	テーブルさん（table山）	5	80	153	15
Mic	显微镜	Microscopium	Микроскоп	けんびきょう（顕微鏡）	21	-35	210	20
Mon	麒麟	Monoceros	Единорог	いっかくじゅう（一角獣）	7	-5	482	85
Mus	苍蝇	Musca	Муха	はえ（蝿）	12	-70	138	30
Nor	矩尺	Norma	Наугольник	じょうぎ（定規）	16	-50	165	20
Oct	南极	Octans	Октант	はちぶんぎ（八分儀）	22	-85	291	35
Oph	蛇夫	Ophiuchus	Змееносец	へびつかい（蛇遣）	17	0	948	100
Ori	猎户	Orion	Орион	オリオン	5	5	594	120
Pav	孔雀	Pavo	Павлин	くじゃく（孔雀）	26	-65	378	45
Peg	飞马	Pegasus	Пегас	ペガスス	22	20	1121	100
Per	英仙	Perseus	Персей	ペルセウス	3	45	615	90

（续表）

略号	中名	拉 丁 名	俄 名	日 名	中心位置		占天区面 积（平方度）	可见星数
					赤经 α（小时）	赤纬 δ（度）		
Phe	凤凰	Phoenix	Феникс	ほうおう （鳳凰）	1	50	469	40
Pic	绘架	Pictor	Живописец	がか （画架）	6	-55	247	30
Psc	双鱼	Pisces	Рыбы	うお （魚）	1	15	889	75
PsA	南鱼	Piscis Austrinus	Южная Рыба	みなみのうお （南魚）	22	-30	245	25
Pup	船尾	Puppis	Корма	とも （艫・船尾）	8	-40	673	140
Pyx	罗盘	Pyxis	Компас	らしんばん （羅針盤）	9	30	221	25
Ret	网罟	Reticulum	Сетка	レチクル	4	60	114	15
Sge	天箭	Sagitta	Стрела	や （矢）	20	10	80	20
Sgr	人马	Sagittarius	Стрелец	いて （射手）	19	-25	867	115
Sco	天蝎	Scorpius	Скорпион	さそり （蠍）	17	-40	497	100
Scl	玉夫	Sculptor	Скульптор	ちょうこくしつ（彫刻室）	0	-30	475	30
Sct	盾牌	Scutum	Шит	たて （楯）	19	-10	109	20
Ser	巨蛇	Serpens	Змея	へび （蛇）	17	-5	637	60
Sex	六分仪	Sextans	Секстант	ろくぶんぎ （六分儀）	10	0	314	25
Tau	金牛	Taurus	Телец	おうし （牡牛）	4	15	797	125
Tel	望远镜	Telescopium	Телескоп	ぼうえんきょう（望遠鏡）	19	-50	252	30

（续表）

略号	中名	拉丁名	俄名	日名	中心位置 赤经 α（小时）	中心位置 赤伟 δ（度）	占天区面积（平方度）	可见星数
Tri	三角	Triangulum	Треугольник	さんかく（三角）	2	30	132	15
TrA	南三角	Triangulum Australe	Южный Треугольник	みなみのさんかく（南三角）	16	-65	110	20
Tuc.	杜鹃	Tucana	Тукан	きょしちょう（巨嘴鳥）	0	-65	295	25
UMa	大熊	Ursa Major	Большая Медведица	おおぐま（大熊）	11	50	1280	125
UMi	小熊	Ursa Minor	Малая Медведица	こぐま（小熊）	15	70	256	20
Vel	船帆	Vela	Пáруса	ほ（帆）	9	-50	500	110
Vir	室女	Virgo	Дева	おとめ（乙女）	13	0	1290	95
Vol	飞鱼	Volans	Летучая Рыба	とびうお（飛魚）	8	-70	141	20
Vul	狐狸	Vulpecula	Лисица或Лисичка	こぎつね（小狐）	20	25	268	45

附录Ⅳ 日面坐标

因为太阳的自转轴、地球的自转轴、黄道面的法线彼此都不平行，所以，从地球上看到的太阳视面是随时间而变化的，为了描述日面上特征尤其是黑子，就需要建立专门的日面坐标系。

目前世界上通用的日面坐标是由日面经度L及日面纬度B决定的。日面经度是从"本初子午圈"向西以0°到360°计量，本初子午圈是这样定义的：1854年1月1日(JD2398220.0)格林尼治平午通过太阳赤道对黄道的升交点的经圈。日面纬度则是从太阳赤道分别向两边量，向北为0°—90°，向南为0°—-90°。太阳赤道上的自转速度是14.18439716°/日，所以本初子午圈和赤道的交点每天也转过这样大的角度。

通常需要了解观测时刻的太阳自转轴的方位角P、日面(视面)中心的日面纬度B_0以及中心的日面经度L_0。这三个数据在《中国天文年历》中的"太阳球面位置表"内可按日查得。规定太阳自转轴的方位角P是以日轮的北点为起点，向东为正，向西为负。北点的测定并不困难，只要定出周日运动圈方向即可，所以有多种方法。常用两种方法：关闭转仪钟，在同一底片上相隔几分钟曝光两次，这样可得到两个重叠的太阳像，它们的外切线即是周日运动圈的方向，切点之一就是日轮的北点；在用投影屏作目视观测时，则可在关闭转仪钟后标出某一黑子的移动轨迹，而这正是周日运动圈的方向。通过日轮中心作这轨迹的垂线，所交到圆面边上的点即为北点。

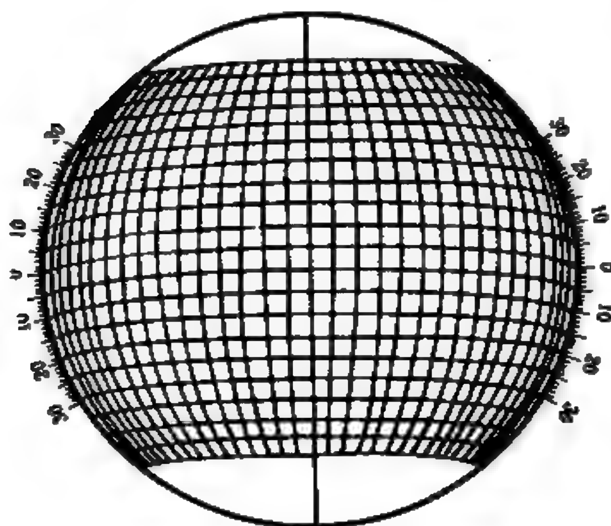


图 Ⅳ.1 日面网络图(全套8张，此为其中之一)

1. 日面坐标L、B的测定　在一般情况下，人们对日面坐标的精度要求并不很高，能准确到度便已满足需要了，所以实用中通常不必要去作如下那样繁复的计算，而直接利用一些特制的曲线图表或者日面网络图(图Ⅳ.1)即可以解决问题。

如要准确求得日面特征的日面坐标，则要进行较严格的推算，虽然比较复杂，但也可帮助确立明晰的空间概念。

如图Ⅳ.2，图中C、O 分别为太阳的日轮中心和质心，ΠO 为太阳的自转轴，Π 即为太阳的北极，F 是待测黑子，l 为视线方向，H 即为与l 垂直的视平面，Π'、F' 即为Π、F 在H 平面上的投影。故$\angle NO\Pi'=\rho$ 即是自转轴的方位角，可由《中国天文年历》表"太阳球面位置"查得，黑子的方位角$\theta=\angle NOF'$ 可从观测中测得。

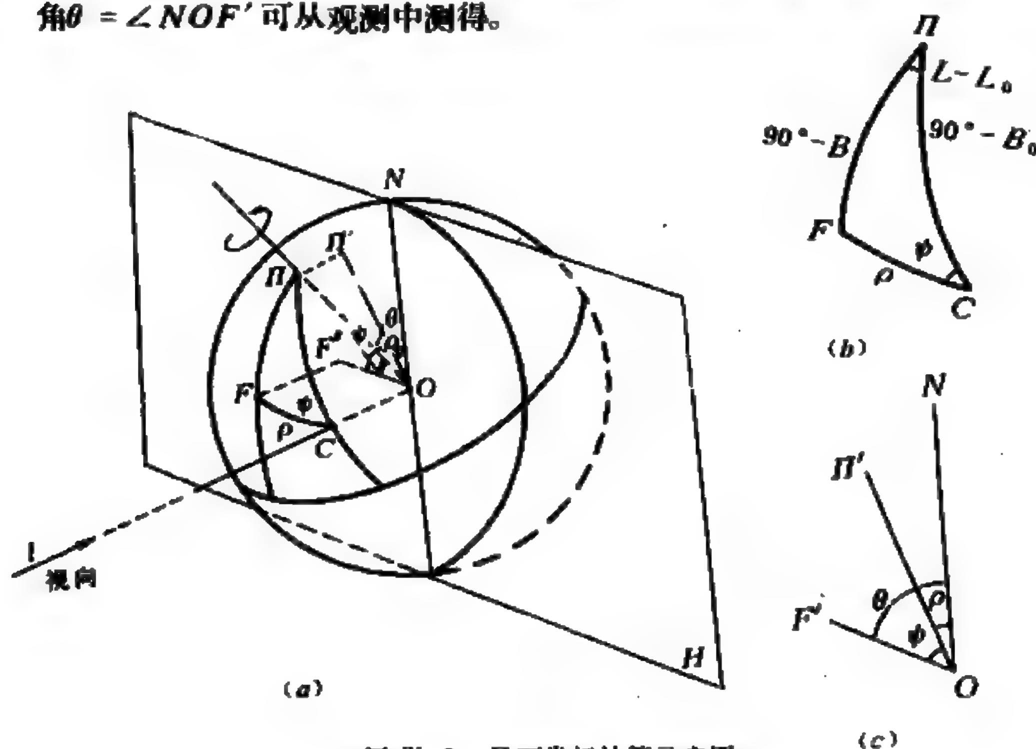


图 Ⅳ.2　日面坐标计算示意图

(a)立体图；(b)球面三角形；(c)在H平面中

以大圆联结FC，则球面三角形ΠFC中各元素如下：

$$\Pi F=90^\circ-B,\quad \Pi C=90^\circ-B_0,\quad FC=\rho,$$

$$\angle F\Pi C=L-L_0,\quad \angle \Pi CF=\psi.$$

由Ⅳ.2的c图不难得到$\psi=\theta-\rho$，L_0、B_0 同样可从《中国天文年历》表"太阳球面位置"中查得。利用球面三角形有关性质(Ⅱ.16)、(Ⅱ.15)、

(Ⅱ．22) 式不难得到如下公式:

$$\sin B=\cos\rho\sin B_0+\sin\rho\cos B_0\cos(\theta-\rho),$$
$$\cos B\sin(L-L_0)=-\sin\rho\sin(\theta-\rho), \qquad (Ⅳ．1)$$
$$\cos B\cos(L-L_0)=\cos\rho\cos B_0-\sin\rho\sin B_0\cos(\theta-\rho)。$$

(Ⅳ．1)式中第二式右端的负号是由于方位角与日面纬度的量度方向相反而引起的，其中的ρ可以通过下面的方法求得。

如图Ⅳ．3，F、C、O分别表示黑子、日轮中心和太阳中心，E为地球，$\rho_{\odot}$为太阳视半径，可从《中国天文年历》表"太阳"查得，设$\angle FEC=\rho_1$，显然$\rho=\angle FOC$，故有$\angle EFO=180°-(\rho+\rho_1)$

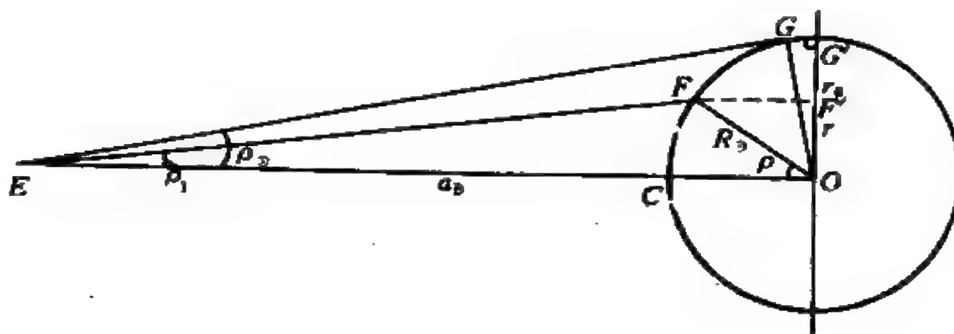


图 Ⅳ．3 求ρ的示意图

在△FEO中，有

$$\sin\angle EFC=\frac{a_{\oplus}}{R_{\odot}}\sin\rho_1$$

式中$a_{\oplus}$为日地距离，$R_{\odot}$为太阳半径，由于ρ_1不会超过16′，故有

$$\sin\rho_1'\simeq\rho_1'\sin 1'$$

于是

$$\sin(\rho+\rho_1)=\frac{a_{\oplus}}{R_{\odot}}\rho_1'\sin 1' \qquad (Ⅳ．2)$$

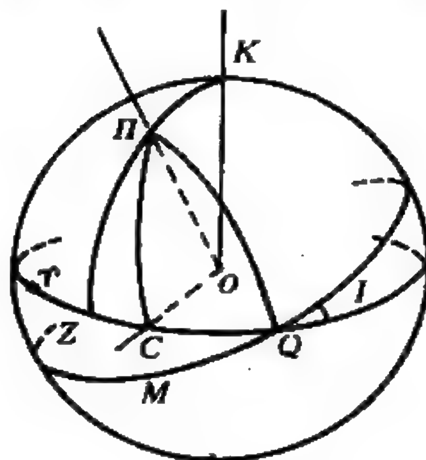
从图Ⅳ．3 还可知

$$\rho_1=\frac{OF'}{OG'}\rho_{\odot} \qquad (Ⅳ．3)$$

上式中的OF'，OG'分别是黑子离日轮中心的线距离及日轮像的线大小，可以直接从太阳像量得。

2．日轮中心日面坐标L_0、B_0的推算方法 这两个量在《中国天文年

历》中是可以逐日查得的。但也可以进行推算。如图Ⅳ.4，C、O分别表示日轮中心和太阳中心，$C\!\supset$亦即视线方向，即可把C看作地球在日面上的投影。大圆ΥCQ是黄道面在日面上的投影，Υ、Q分别表示春分点、太阳赤道对黄道升交点在日面上的投影，Z表示本初子午圈和太阳赤道的交点，令$ZQ=M$为升交点的日面经度，M值可以从太阳的自转参数和地球运动参数推算而得（具体方法略）。K表示黄极在日面上的投影，Π为太阳的北极。令太阳赤道与黄道交角为I，则有$\angle CQZ=\angle KO\Pi=I$，$\Upsilon C$为地球的日心黄经，若把太阳的地心黄经权记为$\odot$，则有$\Upsilon C=180°+\odot$，令升交点的黄经为$\Omega$，则有$\widehat{\Upsilon Q}=\Omega$。



图Ⅳ.4　求L_0,B_0

在球面三角形ΠCQ中，$\widehat{\Pi Q}=90°$，故这是直边球面三角形，其他几个元素为：

$$\angle \Pi QC=90°-I,\qquad \widehat{\Pi C}=90°+B_0$$
$$\angle C\Pi Q=M-L_0,\qquad \widehat{CQ}=\Omega-\odot-180°$$

利用（Ⅱ·28）式中有关公式不难得到

$$\sin(90°-I)=-\mathrm{tg}(M-L_0)\cdot\mathrm{ctg}(\Omega-\odot-180°)$$

化简整理得：

$$\mathrm{tg}(L_0-M)=\cos I\cdot\mathrm{tg}(\odot-\Omega)\qquad(Ⅳ.4)$$

利用余弦定理可得

$$\sin B=\sin I\cdot\sin(\odot-\Omega)\qquad(Ⅳ.5)$$

按照卡林顿的研究，$I=7°15'$，而Ω由（Ⅳ.6）式决定：

$$\Omega=73°40'+50.25''(t-1850)\qquad(Ⅳ.6)$$

式中t为公历年数，整个第二项是因岁差引起的改正量。

3．求自转轴方位角P　同样P值也是可以查表或推算而得，如图Ⅳ.5，图中符号意义与图Ⅳ.4相同。

以O为原点建立一直角坐标系，三轴分别为OC、OT、OK，设太阳上任意一点X在KOT平面上的投影为X'，显然KOT平面实际上即是与视线

垂直的平面，KTK' 即为日轮。过 K、X 作大圆设与黄道交于W。这样X的坐标为$(R_{\odot}\cos\widehat{CW}\cos\widehat{WX}, R_{\odot}\sin\widehat{CW}\cdot\cos\widehat{WX}, R_{\odot}\sin\widehat{WX})$，$X'$ 在日轮上的直角坐标为$(R_{\odot}\sin\widehat{CW}\cdot\cos\widehat{WX}, R_{\odot}\sin\widehat{WX})$，令$\psi=\angle KOX'$ 则有

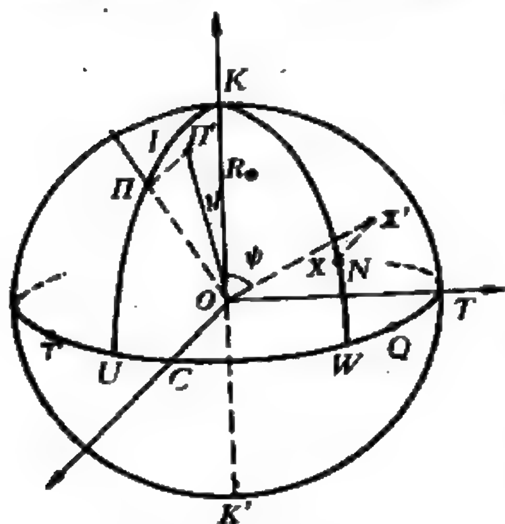


图 Ⅳ.5　求日轴方位角P

$$\mathrm{tg}\psi=\sin\widehat{CW}\cdot\mathrm{tg}\widehat{KX} \qquad (Ⅳ.7)$$

如果X就是平行于地球自转轴的太阳半径同面的交点N（因X是任意点，现$X\to N$），则$KX=\epsilon$，即是黄赤交角，♈ 春分点即为$\widehat{KXW}$的极，即有$\widehat{♈W}=90°$，而$\widehat{♈C}=\odot+180°$，故有$\widehat{CW}=90°-(\odot+180°)$ 或$\widehat{CW}=270°-\odot$，令

$$x=\angle\widehat{KOX'}=\psi$$

则有

$$\mathrm{tg}x=-\mathrm{tg}\epsilon\ \cos\odot \qquad (Ⅳ.8)$$

令日轴$O\Pi$ 在日轮上的投影$O\Pi'$ 与OK 的交角为y，由(Ⅳ.7) 式可得：

$$\mathrm{tg}y=\sin\widehat{UC}\cdot\mathrm{tg}\widehat{K\Pi}$$

不难证明，太阳赤道对黄道升交点Q 即是$\widehat{K\Pi U}$ 的极，所以$UQ=90°$，而$\widehat{♈Q}=☊$，因此$\widehat{♈U}=☊-90°$。

又已知$\widehat{♈C}=\odot+180°$，故$\widehat{UC}=270°+(\odot-☊)$，又$\widehat{K\Pi}=I$，得

$$\mathrm{tg}y=-\mathrm{tg}I\cdot\cos(\odot-☊) \qquad (Ⅳ.9)$$

而

$$P=x+y \qquad (Ⅳ.10)$$

主 要 参 考 书

[1] 戴文赛等，天文学教程(上)，上海科学技术出版社，1962年。

[2] 中国大百科全书·天文学，中国大百科全书出版社，1980年

[3] 陈载璋等，天文学导论(上)，科学出版社，1983年。

[4] 艾伦编，杨建译，物理量和天体物理量，上海人民出版社，1976年。

[5] Beatty.J.K, O'Leary.B, Chaikin.A, The New Solar System, Sky Publishing Corporation, 1982.

[6] Brandt.J.C, Chapman.R.D, Introduction to Comets, Cambridge University Press, 1981.

[7] Gehrels.T, Asteroids, The University Arizona, 1979.

[8] Jones.B.W, The Solar System, Pergamon Press, 1984.

[9] Kaufmann.W.J, Exploration of the Solar System, Macmillan Publishing Co. Inc. 1978.

[10] Parker.S.P, McGraw-Hill Encyclopedia of Astronomy, McGraw-Hill Book Company, 1983.

[11] Pasachoff.J, Kutner.M, University Astronomy, W.B. Saunders Company, 1978.

高等学校教材

天文学教程 中册

朱慈墭 编



高等教育出版社



内 容 简 介

本书是建立在大学低年级学生的数理基础上的一部综合性基础天文学教科书。全书全面系统地阐述了天文学各分支学科的基础知识；介绍了六十年代以来天体物理学中的新进展，对于天体测量学和天体力学中正在兴起的新技术、新方法和新理论以及已经取得的最新成果作了简明的反映。全书分上、中、下三册。

上册内容包括天球坐标系和时间计量系统、天文观测和仪器、太阳和太阳系内各天体。

中册内容包括恒星和特殊恒星（变星、致密星和双星）、星团、星云和恒星演化、银河系以及星系和宇宙学。

下册内容包括天体测量学和天体力学的基础知识。

本书不但可作为天文、物理、地理等专业的基础教材，亦可供有关科技人员参考。

高等学校教材
天文学教程
中 册
朱慈墭 编

高等教育出版社出版
新华书店上海发行所发行
上海市群众印刷厂印装

开本850×1168 1/32 印张14.125 插页2 字数350,000
1987年10月第1版 1987年10月第1次印刷
印数00,001—2,250
书号13010·01375 定价3.25元



序　言

六十年代初，在已故戴文赛教授主持下，南京大学天文学系编写了《天文学教程》(上、下册，1961年上海科学技术出版社出版)，它曾对我国的天文教育事业作出了积极的贡献。

在过去的四分之一世纪中，天文学经历了自伽利略时代以来前所未有的繁荣，进入了全波天文学的时代。类星体、星际多原子分子、宇宙微波背景辐射、脉冲星、天王星和木星的环带、引力透镜效应等许多重大发现；X射线、γ射线、红外和紫外天文学的兴起；"阿波罗"登月的实现；大规模的太阳系的空间探测……，促使人类对宇宙的认识发生了深刻的变化。因此，重新编写《天文学教程》，使之能跟上迅速发展着的天文学的步伐已是刻不容缓的事了。

本书是按照国家教育委员会理科物理教材编审委员会天文教材编审小组审定的大纲编写的，分上、中、下三册，基本上保留了原《天文学教程》的框架，但除极少数内容未作大的修改外，大部是重新撰写的。本书是建立在大学低年级学生的数理基础上的一部综合性基础天文学教科书，它较全面和系统地阐述了天文学各分支学科的基础知识；介绍了六十年代以来天体物理学中的新进展，对于天体测量学和天体力学中正在兴起的新技术、新方法和新理论及已经取得的新成果也作了简明的反映。另外，本书除天文学上特有的单位外全部采用国际单位制的单位。为了便于读者查阅，书末附有人名索引和名词索引。

本书上册除§4.1—§4.6由肖耐园撰写外，均由张明昌撰写；中册由朱慈墭撰写；下册由肖耐园(第十三章)、张承志(第十四和

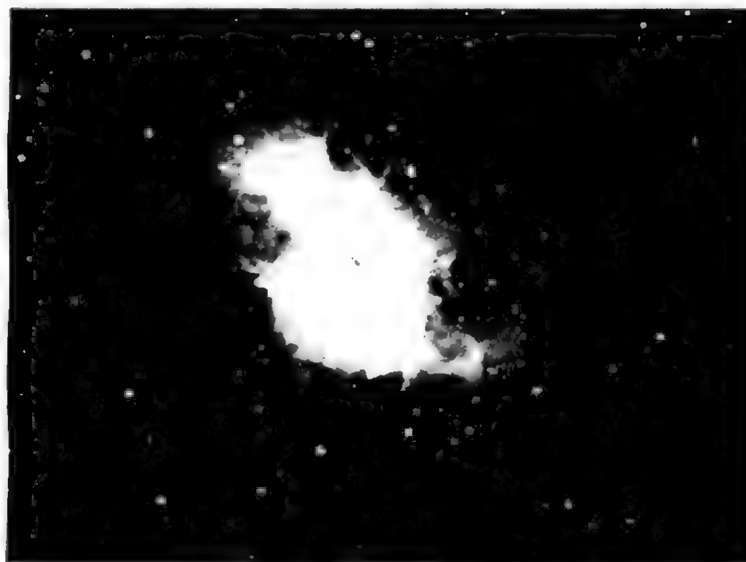
十五章）和周洪楠（第十六至十八章）撰写。上册和中册由朱慈墭通校，下册由周洪楠通校，朱慈墭主持了全书的编写工作。

本书内容广泛，涉及天文学各个领域，鉴于作者学识有限，不当和错误之处在所难免，恳请读者提出批评和指正。

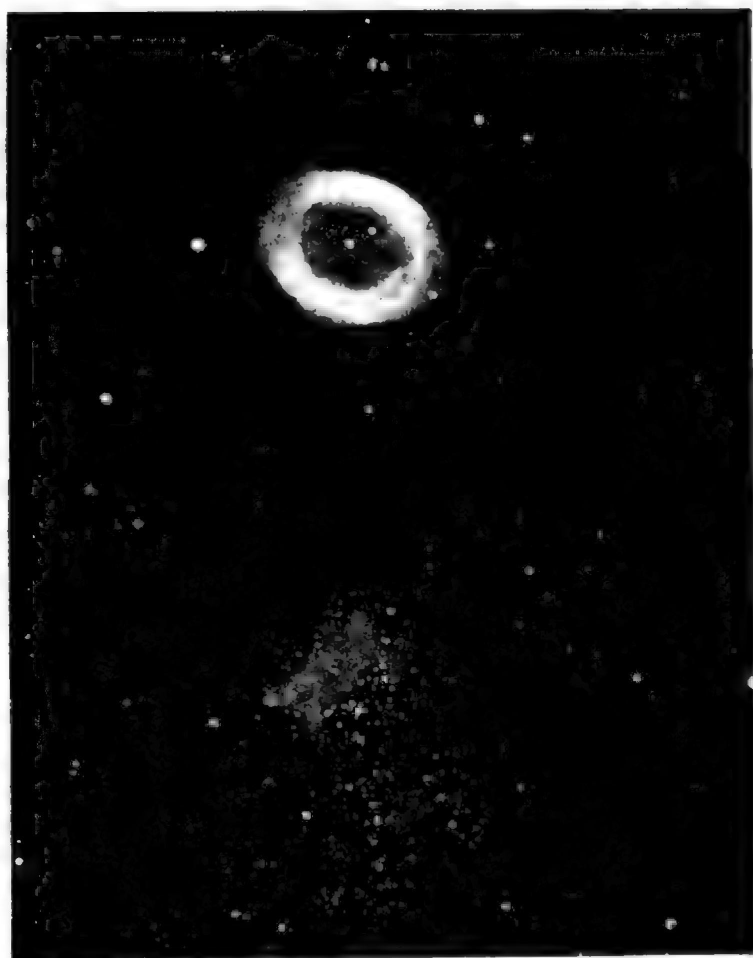
作者　一九八六年一月于南京大学



彩照 8　用物端棱镜对一个天区中的恒星拍摄的光谱



彩照 9　蟹状星云。箭头所指的星是脉冲星 NP 0531



彩照 10　行星状星云。(上)天琴座中的环状星云(M 57 或 NGC 6720).
(下)狐狸座中的哑铃星云(M 27 或 NGC 6853)



影照 11　猎户星云



彩照 12　仙女星系

目　录

（中　册）

第八章　恒星 ……………………………………………………（1）

§8.1　恒星的距离 ……………………………………………（2）

§8.2　恒星的亮度 ……………………………………………（7）

§8.3　恒星的大小和质量 ……………………………………（14）

§8.4　恒星的光谱 ……………………………………………（18）

§8.5　恒星的化学成分 ………………………………………（29）

§8.6　赫罗图和恒星内部 ……………………………………（35）

§8.7　恒星的自转 ……………………………………………（46）

第九章　变星、致密星和双星 …………………………………（54）

§9.1　变星的分类 ……………………………………………（54）

§9.2　猎户座变星和耀星 ……………………………………（59）

§9.3　早型发射星和A型特殊星 ……………………………（65）

§9.4　脉动变星 ………………………………………………（77）

§9.5　激变变星 ………………………………………………（91）

§9.6　超新星 …………………………………………………（102）

§9.7　白矮星 …………………………………………………（116）

§9.8　中子星和脉冲星 ………………………………………（123）

§9.9　黑洞 ……………………………………………………（140）

§9.10　双星的类型 ……………………………………………（147）

§9.11　双星的轨道运动 ………………………………………（154）

§9.12　恒星质量的测定 ………………………………………（160）

§9.13　密近双星 ………………………………………………（164）

§9.14　一些著名的双星和聚星 …………………………………… (171)
§9.15　X 射线双星 …………………………………………… (178)
§9.16　SS 433 ………………………………………………… (189)
第十章　星团、星云和恒星演化 ……………………………… (195)
§10.1　疏散星团和星协 ……………………………………… (195)
§10.2　球状星团 ……………………………………………… (208)
§10.3　星云 …………………………………………………… (214)
§10.4　星际物质 ……………………………………………… (229)
§10.5　恒星的形成 …………………………………………… (243)
§10.6　恒星演化 ……………………………………………… (256)
第十一章　银河系 …………………………………………… (273)
§11.1　银河和银河系 ………………………………………… (273)
§11.2　恒星的运动 …………………………………………… (283)
§11.3　银河系的自转 ………………………………………… (295)
§11.4　星族 …………………………………………………… (307)
§11.5　银盘和旋臂 …………………………………………… (313)
§11.6　核球、银核和银晕 …………………………………… (324)
第十二章　星系和宇宙 ……………………………………… (334)
§12.1　河外星系的发现和分类 ……………………………… (334)
§12.2　星系的距离和质量的测定 …………………………… (347)
§12.3　星系的一般性质 ……………………………………… (356)
§12.4　本星系群 ……………………………………………… (360)
§12.5　星系团和超星系团 …………………………………… (371)
§12.6　活动星系、射电星系和互扰星系 …………………… (385)
§12.7　类星体 ………………………………………………… (405)
§12.8　宇宙学 ………………………………………………… (420)
主要参考书目 ………………………………………………… (437)
附录Ⅵ　决定目视双星的轨道要素 ………………………… (438)

第八章　恒　　星

本书上册讲述了太阳系中的各种天体。对居住在地球上的人类来说，太阳系是至关重要的，但在宇宙中它只不过是沧海一粟。为了认识宇宙，人们的视线必须转向形形式式的恒星以及各种恒星系统。

肉眼看到的天上的星星，除了太阳系内的五颗大行星和流星及彗星之外，都是恒星。由于它们的位置看来固定不变，跟行星迥然不同，因而古人称之为“恒”(固定不动的)星。除了极少数的例外(见§9.8)，恒星都是气体球，没有固态的表面，气体通过自身的引力聚集成星球。恒星区别于行星的一个最重要的性质是它们自己产生能量而发光。

研究恒星世界比研究太阳系困难得多，有待于观测技术的进步。恒星物理性质的研究是从十九世纪中叶才逐步开展的，它起步晚，但进展快，如今已积累了十分丰富的知识。

恒星的种类繁多。本章讲述恒星的一般性质，着眼于处于相对稳定状态的恒星。这样的恒星有时称作正常恒星或普通恒星，以区别于将在下一章讲的变星和致密星那样的特殊类型的恒星。一方面，正常恒星与变星不同，没有亮度变化或激烈爆发的表现；另一方面，它们内部物质的状态又不象致密星那么特殊。正常恒星为数众多，占恒星世界的大部分，它们与特殊恒星是处在不同演化阶段的恒星，可以相互转化的。因此本章的内容实际上对所有的恒星具有普遍的意义。

太阳是一颗正常恒星。研究太阳取得的成果对于了解恒星的物理性质大有裨益；反之，研究恒星世界对于推测太阳的过去和

未来起着决定性的作用。

§8.1 恒星的距离

在天文学上天体的距离是十分重要的数据。没有距离的数据，不仅不能确定恒星、星云和星系等各种天体的空间分布和运动、它们的大小和质量，而且也不能估计它们产能的规模，以至影响到对它们性质的了解。

一、周年视差

月球的距离曾经通过测定月球的周日视差而求得，在测定恒星的距离时引入了周年视差的概念。恒星的周年视差的定义是：以太阳到恒星的距离r为弦，以地球和太阳的平均距离a为最小边的那个直角三角形的最小角π（图8.1）。显然，r和π之间的关系为：

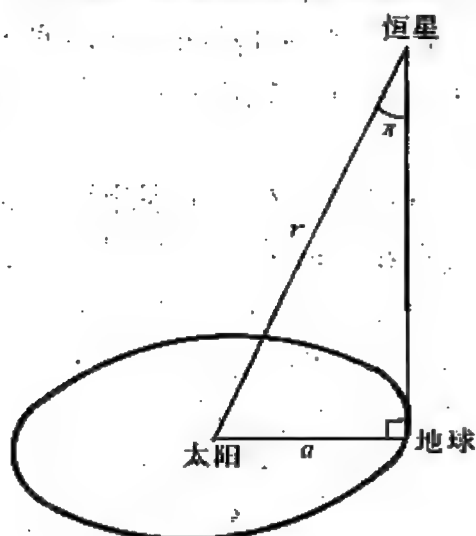


图 8.1 周年视差的定义

$$r=\frac{a}{\sin\pi}\cdot \quad (8.1)$$

由于π角很小，可以用它的弧度数代替正弦，$\pi\simeq\sin\pi$，于是得

$$r=\frac{a}{\pi}, \qquad (8.2)$$

式中π以弧度表示。如果π以角秒表示，并记为π''，则得

$$r=206265\frac{a}{\pi''}, \qquad (8.3)$$

其中a和r都以千米为单位。若改以天文单位为长度单位，$a=1$，则（8.3）式变成

$$r=\frac{206265}{\pi''}\text{天文单位}. \tag{8.4}$$

量度恒星距离一般不用千米，也不用天文单位为单位，因为用这些单位时数值太大。天文学上通常使用的是下列两种单位：

秒差距——与周年视差$\pi''=1''$对应的距离；

光年——光在一年内所经过的路程。

应注意，虽然秒差距和光年这两个名词分别含有角度单位和时间单位的词，它们却是距离的单位。秒差距、光年和其他长度单位彼此之间的关系如下：

1 秒差距＝3.26163 光年＝206265 天文单位＝3.08568×10^{16}米；

1 光年＝0.306595秒差距＝63239.7 天文单位＝0.946053×10^{16}米。

显然，恒星的距离若以秒差距为单位，就得下列简单关系式

$$r=\frac{1}{\pi''}\text{秒差距}, \tag{8.5}$$

若以光年为单位，保留三位有效数字，则有

$$r=\frac{3.26}{\pi''}\text{光年}. \tag{8.6}$$

在讨论恒星的庞大集团——星系时，用秒差距为单位还嫌太小，因此常用千秒差距（10^3秒差距）和兆秒差距（10^6秒差距）为单位。

二、三角视差

由于地球在绕太阳转动，观测者应看到位于黄极的恒星一年内在天球上画出一个圆（地球轨道很接近于圆），这个圆的半径等

于恒星的周年视差。对于不同的恒星，圆的大小也不同：恒星越远，圆的半径越小，不位于黄极的恒星在一年内画出一个椭圆，它的长轴和黄道平行，半长径等于恒星的周年视差。正好在黄道上的恒星，椭圆退化为直线(图8.2)。因此，恒星的周年视差可以根据相隔半年的恒星位置的两次测定而计算出来。这里，测量的基线是地球轨道的直径。这种用直接测量周年视差的方法而得到的视差称为三角视差。

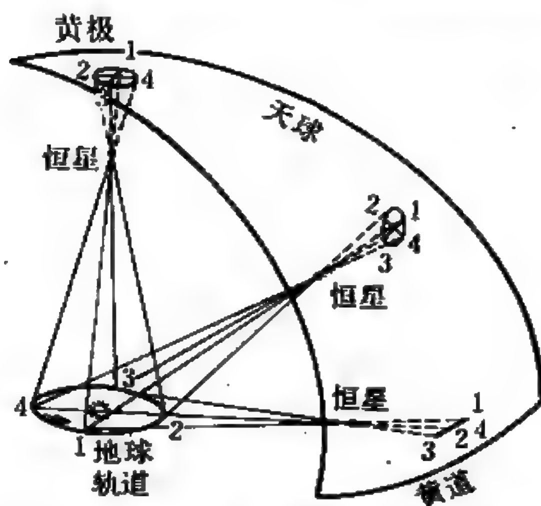


图 8.2 恒星的视差位移

哥白尼公布了他的日心说后，在很长的时期内，许多天文学家企图测定恒星的周年视差，但都由于它的数值很小以及当时的观测精度不高而没有成功。直到十九世纪三十年代后半期，德国天文学家贝塞耳在哥尼斯堡天文台、俄国天文学家瓦·雅·斯特鲁维在多尔帕特天文台、英国天文学家亨德森在南非好望角天文台才独立地分别对天鹅61、天琴α(织女星)和半人马α(南门二)第一次作出恒星周年视差的可靠测量。他们测定的结果和现代测量的数据列在表8.1中。恒星周年视差的测定是十九世纪天文学上的重大成就，它使哥白尼的日心说取得最后的胜利，从此天文学越出了太阳系的疆界向遥远的宇宙空间进行探索。

测定恒星的三角视差是一项精细而又繁琐的工作。虽然从原则上说，只须拍摄两张相隔半年的待测星的照片，测量待测星相对于周围的一些很暗的星(它们离地球太远，可以认为没有视差位移)的位置变化，就可算出三角视差，但在实际测量时，为了减小测量中的误差以及消去恒星相对于太阳的空间运动引起的位移，

表8.1　最早测定的三颗恒星的三角视差

观测者	恒星	最初测定的视差值（角秒）	现代测定的视差值（角秒）	现代测定的距离（秒差距）
贝塞耳	天鹅61	0.31	0.29	3.4
瓦·雅·斯特鲁维	天琴α	0.26	0.12	8.1
亨德森	半人马α	1.16	0.745	1.34

往往需要经历几年时间，拍摄几十张照片进行归算。现代三角视差的测量是使用长焦距的所谓标准天体照相仪进行的。至今只有对离太阳最近的几千颗恒星已定出了三角视差。

恒星的周年视差都小于1″。半人马α的周年视差最大，为0.745″。半人马α实际上是一个三合星系统，即由三颗绕公共质量中心旋转的恒星组成，其中的一颗星在一条十分长的轨道上运动，绕转周期达几十万年，现在该星的位置比其他两颗星更靠近太阳，是离太阳最近的恒星，因而获得了比邻星的名字。比邻星的周年视差是0.76″，相应的距离为1.31秒差距或4.27光年。表8.2中列出了离太阳最近的10颗恒星的一些数据，其中星等、光谱型、自行和视向速度将在以后的有关章节中讲述。

表8.2　10颗最近的恒星

星名	目视星等	绝对目视星等	光谱型	距离（秒差距）	自行（角秒/年）	视向速度（千米/秒）
半人马α C（比邻星）	11.05	15.45	M5	1.31	3.85	−16
半人马α A B	−0.01 1.33	4.35 5.69	G2V K2V	1.34	3.68	−22
巴纳德星	9.54	13.25	M5V	1.81	10.31	−108
沃尔夫359	13.53	16.68	M8	2.33	4.71	13

（续表）

星　　名	目视星等	绝对目视星等	光谱型	距离（秒差距）	自行（角秒/年）	视向速度（千米/秒）
HD95735	7.50	10.49	M2V	2.49	4.78	−84
天狼星A B	−1.45 8.68	1.42 11.56	A1V D* A	2.65	1.33	−8
鲸鱼UVA B	12.45 12.95	15.27 15.8	M5 M6	2.72	3.36	30
罗斯154	10.6	13.3	M4	2.90	0.72	−4
罗斯248	12.29	14.80	M6	3.15	1.59	−81
波江ε	3.73	6.13	K2V	3.30	0.98	16

* D：白矮星。

对于离太阳20秒差距以内的恒星，三角视差的测量精度是很高的，距离50秒差距，测量误差同测量得到的视差值已差不多了，结果就不很可靠；距离在300秒差距以上，三角视差小到不能测出。因此这种直接测量周年视差的方法受到很大的局限。幸好天文学家找到了其他一些方法可以测量更远的恒星的距离，不然，探索恒星世界的工作就难以进行了。

三、测定距离的其他方法

另一类测定恒星距离的重要方法是基于恒星的视亮度和光度之间的关系（见§8.2）。一颗星的视亮度由三个因素决定：它的光度、距离以及星际空间中的气体和尘埃对星光的吸收和散射。若暂且忽略第三种因素，而有办法估计出恒星的光度，那么立即可从容易测定的视亮度推出恒星的距离。

对恒星光谱进行仔细研究后发现，对于光谱类型相同的恒星，在光谱中总可以找到这样的几条谱线，其强度只随着光度而改变。对于由测定三角视差得知光度（由视亮度和距离算出）的一些近

星，以这种谱线的强度为横坐标，以光度为纵坐标，得出一条曲线，叫做归算曲线。然后对于待测距离的属于同一光谱型的恒星，先测量该谱线的强度，再利用归算曲线，就可以定出这颗恒星的光度，从而得其距离。这种建立在光谱分析基础上的测定周年视差的方法，称为分光法，得到的视差称为分光视差。用分光法已定出了几万颗恒星的距离；其优点是可以应用于那些不能用三角法直接测量出周年视差的远星，但对于暗弱的恒星，由于得不到清晰的光谱，分光法仍不适用。

有些特殊类型的恒星，可以运用一些特殊的方法来决定其光度，其中最重要的是造父变星。这类星的视亮度作规则的周期变化，且光度越大，光变周期越长。于是光变周期成了造父变星光度的标记，如此推算的视差称为造父视差(见§9.4)。

对于双星，可以利用由观测数据计算出的轨道要素求得视差，称为力学视差(见§9.12)。对于某些星团，可以利用星团成员星的运动数据求出视差，称为星群视差(见§10.1)。此外，还有一些估算天体距离的方法将在有关章节中讨论或提及。

§8.2 恒星的亮度

跟太阳一样，在恒星核心里进行的热核反应产生的能量不断向外层转移，最终从恒星表面逸出，射向太空。恒星的能量发射率，即整个星面每秒释放的能量，称为恒星的光度。光度是恒星本身所固有的量，与距离无关。恒星的亮度是恒星在观测点和视线垂直的平面上所产生的照度。天上的星看起来有多亮，指的是亮度，或更明确起见叫做视亮度。在恒星的各种数据中，人类最早通过观测获得的当推亮度了。光度的国际单位制单位是瓦，即焦/秒，照度的单位是勒。但早在这些物理单位使用之前，天文学

家已经建立了独特的星等系统来量度恒星的亮度，并且一直沿用至今。

一、视星等

1．星等系统　公元前二世纪，希腊天文学家喜帕恰斯在编制星表时用肉眼估计了恒星的亮度。他把恒星按亮度分为六等，最亮的一些星称为一等星，肉眼刚能看到的星为六等星。亮度越大，星等越小。到了1850年，普森(N.R.Pogson)注意到古希腊天文学家定出的一等星比六等星大约亮100倍。为了使星等系统更精确，他就规定：星等相差五等，亮度之比精确等于100。于是，星等相差一等，亮度之比等于$(100)^{1/5}=2.512$。

星等系统可以从生理学上找到依据。原来，人对外界刺激的生理反应是和刺激因素的对数成正比的。这里，刺激因素是星的亮度，以E表示，生理反应是人眼确定的星等，以小写字母m表示，则

$$m \propto -\lg E.$$

若考虑两颗星，亮度分别为E_1和E_2，星等为m_1和m_2，那么星等之差可表为

$$m_1 - m_2 \propto \lg \frac{E_2}{E_1},$$

比例系数根据星等系统的规定——星等相差一等，亮度之比为2.512——来确定，就得到公式

$$m_1 - m_2 = 2.5 \lg \frac{E_2}{E_1}, \tag{8.7}$$

或

$$\frac{E_2}{E_1} = 2.512^{(m_1 - m_2)} \tag{8.8}$$

星等m是同星的视亮度对应的，所以称为视星等。在表示星等的数字中，有时将字母m写在右上角来标记，如0.5^m，12.3^m。

建立了新的星等标后，人们发现古希腊天文学家定的一等星，在新的系统中多数仍列为一等星，但少数比一等星更亮，此外，行星、月球和太阳也应纳入，因此需要将星等标向零等和负值方向扩展。例如，除太阳之外全天最亮的恒星大犬α（天狼星）的视星等为-1.45^m，金星最亮时的视星等是-4.4^m，满月-12.7^m。望远镜发明后，人们可以看到更暗的星，星等标也向暗于六等的星扩展。用现在世界上最大的望远镜照相，可以拍摄到的最暗恒星的视星等约为25^m，它们跟一支离观测者63000米的蜡烛有相同的视亮度。

天文学上的星等标和物理学上的照度单位之间有什么对应关系呢？根据实验测定：1勒相当于视星等为-13.98^m的星产生的照度；而零等星在地球大气外产生的照度是2.54×10^{-6}勒。

表8.3列出了20颗最亮恒星的一些数据。

2．视星等的种类　恒星辐射的能量在各个波段是不同的，而每一种辐射探测器所测量的，主要是它最敏感的那一波段的辐射，因此对同一恒星用不同的辐射探测器所测得的星等也不同。肉眼测定的星等称为目视星等（m_v），它是照相术发明之前唯一的一种星等。用照相底片作辐射探测器得出的是照相星等（m_p）。肉眼最敏感的波段是在光谱的黄绿区，而很多照相乳胶主要对蓝光和紫光敏感，因而这两种星等是不同的。照相术是测定大量恒星的亮度的最迅速的方法。为了用照相术测定目视星等，可以用对黄绿光敏感的染料处理过的照相乳胶，并同黄色滤光片相配合，来摸拟人眼的分光特性，由此测得的星等称仿视星等（m_{pv}）。用光电倍增管测定的星等称为光电星等。

除了只对某一波段敏感的辐射探测器以外，还有在某一宽广波段内对所有波长一样敏感的探测器，如温差电偶，使用这种探测器得出的星等称为辐射星等（m_r）。但辐射星等没有计入大气消光和仪器消光的影响，作了这些影响的改正后就得到热星等

表8.3　20颗最亮的恒星

星　　名	目视星等	绝对目视星等	B－V	U－B	光谱型	距离（秒差距）	自行（0.001"/年）	视向速度（千米/秒）
大犬α（天狼）	－1.45	1.41	0.00	－0.04	A 1 V	2.7	1324	－8
船底α（老人）	－0.73	－4.7	0.18		F 0 I_b	60	25	21
半人马α（南门二）	－0.1	4.3	0.7		G 2 V	1.34	3675	－22
牧夫α（大角）	－0.06	－0.2	1.23	1.26	K 2 Ⅲ	11	2285	－5
天琴α（织女）	0.04	0.5	0.00	0.00	A 0 V	8.1	345	－14
御夫α（五车二）	0.08	－0.6	0.79	0.45	G 8＋F	14	436	30
猎户β（参宿七）	0.11	－7.0	－0.03	－0.67	B 8 I_a	250	4	21
小犬α（南河三）	0.35	2.65	0.41	0.00	F 5 Ⅳ	3.5	1248	－3
波江α（水委一）	0.48	－2.2	－0.18	－0.67	B 5 Ⅳ V	39	98	19
半人马β（马腹一）	0.60	－5.0	－0.23	－0.98	B 1 Ⅱ	120	35	－11
天鹰α（河鼓二）	0.77	2.3	0.22	0.07	A 7 V	5.0	658	－26
猎户α（参宿四）	0.8	－6	1.86		M 2 I	200	29	21
金牛α（毕宿五）	0.85	－0.7	1.53	1.89	K 5 Ⅲ	21	203	54
南十字α（十字架二）	0.9	－3.5	－0.26	－0.96	B 2 Ⅳ	80	43	－7
室女α（角宿一）	0.96	－3.4	－0.23		B 1 V	80	52	1
天蝎α（心宿二）	1.0	－4.7	1.81		M 1 I_b	130	30	－3
双子β（北河三）	1.15	0.95	1.00	0.85	K 0 Ⅲ	11	625	3
南鱼α（北落师门）	1.16	1.9	0.09	0.08	A 3 V	7.0	367	7
天鹅α（天津四）	1.25	－7.3	0.09	－0.23	A 2 I_a	500	3	－5
南十字β（十字架三）	1.26	－4.7	－0.24	－1.00	B 0 Ⅲ	150	49	20

(m_b)，它是到达地球的恒星全部辐射的量度。

星等的定义可以推广到延伸天体，即有视面的天体。对整个延伸天体各部分的亮度求和可算出它的累积星等，太阳和月球的视星等就是指累积星等。对于十分延伸的天体,例如邻近的星系，以每平方角秒视面积的星等表示的表面亮度也是有用的资料。

二、绝对星等

表示恒星发光本领的量是光度，而不是亮度。为了比较不同恒星的光度，可以设想把所有的恒星都"移"到某一标准距离，然后比较它们的视星等。这个标准距离规定为10秒差距(视差 0.1″的距离)。恒星如果移到10秒差距的距离处，所具有的视星等称为绝对星等[①]，以大写字母M表示。与绝对星等对应的恒星的亮度是它的真亮度。

任何光源的亮度跟光源到观测者的距离的平方成反比。以E表示观测到的恒星的亮度，r表示以秒差距为单位的恒星距离，E_1表示假想把恒星移到10秒差距的距离处它具有的亮度，则有

$$\frac{E_1}{E}=\frac{r^2}{10^2},$$

将上式代入(8.7)式，便得到

$$M=m+5-5\lg r. \qquad (8.9)$$

或者利用(8.5)式把r换成π''，而得

$$M=m+5+5\lg\pi'' \qquad (8.10)$$

(8.9)或(8.10)式是天文学上常用的公式。视星等m可以直接由观测得到，因此如果M也能够由某种方法求得,那么利用公式(8.10)就算出恒星的视差。在上一节里讲到的分光视差和造父视差就是利用(8.10)式计算的。量$m-M$仅与距离有关，称为距离模数。

① 如果星际空间对星光是完全透明的

跟视星等一样，绝对星等也区分为绝对目视星等、绝对照相星等、绝对仿视星等、绝对光电星等、绝对辐射星等和绝对热星等。严格地说，只有绝对热星等是恒星光度的一种量度。太阳的热星等是-26.82^m，距离等于$\frac{1}{206265}$秒差距，由(8.9)式算出太阳的绝对热星等为4.75^m。这就是说，如果把太阳放置在10秒差距的地方，它将是一颗比5.0^m的星稍亮一些的恒星。

恒星的光度L常以太阳的光度$L_\odot$为单位表出，根据(8.7)式，不难理解应有公式

$$\lg\frac{L}{L_\odot}=-0.4(M-M_\odot). \tag{8.11}$$

其中$M_\odot$是太阳的绝对星等。恒星的光度相差非常悬殊，光度最大的星可达$10^6L_\odot$数量级，而光度最小的星约只有$10^{-6}L_\odot$数量级。

三、色指数和多色测光

1．色指数　恒星辐射的能量随波长分布的方式由恒星的表面温度决定：表面温度高，辐射能量主要在短波区；表面温度低，辐射能量集中在长波区。恒星呈现不同的颜色，原因就在于此。由此可见，在不同波段测量星光强度可以得出恒星的表面温度。照相星等m_p和目视星等m_v是在两个波段上对星光强度的测量结果，两者之差称为色指数，以符号C表示：

$$C=m_p-m_v. \tag{8.12}$$

现在常用仿视星等m_{pV}来代替m_V。色指数是恒星颜色的一种量度，它和恒星的表面温度有关，C值越大，温度越低。由色指数算出的温度称为恒星的色温度。

2．多色测光系统　本世纪五十年代以来，出现了在几个波段上用光电倍增管测量星光强度的多色测光系统，其中应用最广泛的是约翰逊(H.L. Johnson)和摩根(W.W. Morgan)的UBV系

统以及斯特龙根(E. Strömgren)的ubvy系统。每一种系统是由选用的透过特定波段的滤光片确定的。

在UBV系统中，三种星等的名称和所用的滤光片的特性列于表8.4中。其中V星等跟目视星等很接近。(B－V)和(U－B)都是两种不同波段上的星等之差，同样都称为色指数。UBV系统后来又扩展到另外两个星等：R(红)和I(红外)，中心波长分别是680纳米和825纳米。

表8.5列出了$ubvy$系统中星等的名称和所用的窄波段滤光片的特性。这些星等之间的差值也称色指数。$(b-y)$主要由恒星的表面温度决定；$(u-v)-(v-b)$依赖于恒星的光度；而$(v-b)-(b-y)$则跟恒星大气内比氢重的元素的相对丰度有关。因此，多色测光是一种能推算出恒星的一些参数的简便方法。

表8.4 UBV系统

星等名称	波　段(纳　米)	最大透射的波长(纳　米)
U(紫外)	300～400	360
B(蓝)	300～550	420
V(目视)	480～680	520

表8.5 ubvy系统

星等名称	波段宽度(纳　米)	中心波长(纳　米)
u(紫外)	30	350
v(紫)	19	411
b(蓝)	18	467
y(黄)	23	547

3．热改正　　跟色指数类似，热星等和目视星等之差称为热改正，以BC表示：

$$BC = m_b - m_v = M_b - M_v \quad . \qquad (8.13)$$

显然，热改正BC是一个负数。由于地球大气的吸收，热星等难以直接测定，它由目视星等和热改正得出，而热改正可以从实验得到或者用理论方法计算。

§8.3 恒星的大小和质量

一、恒星直径的测定

恒星的角直径非常小，最大的不超过0.05″，在望远镜中恒星显示不出可测量的圆面，因此测定恒星的角直径是一个困难的课题。

1．**干涉法**　1920年，美国光学家迈克耳孙(A.A. Michelson)利用双光束干涉的现象设计了一架恒星干涉仪，用于恒星角直径和双星角距的测量。图8.3是这种装置的示意图。在望远镜前端加上一个架子LL'，其上安装四个平面镜A，A'，B，B'，都对望远镜的光轴倾斜45°。镜B和B'固定在架子上，镜A和A'则可以在LL'上滑动，但总是保持$AB=A'B'$。设想把一颗恒星的圆面分为相等的两半，并且设想所有的光都分别从两个半圆面的面积中心集中地射出来，这样，一颗单独的恒星便大致相当于两个点光源。星光经过四个平面镜的反射和经过望远镜的光学系统以后，在E处发生了双光束相互干涉的现象，呈现了明暗相间的干涉条纹。移动镜子A和A'到干涉条纹消失或最模糊为止，测量这时A和A'的距离d，则恒星的角直径α可由下式计算出来：

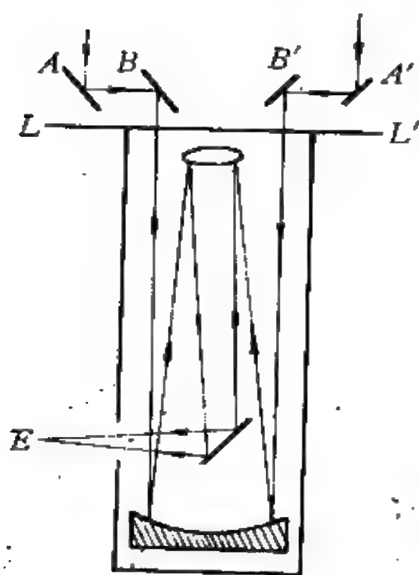


图 8.3　恒星干涉仪

$$\alpha=1.22\frac{\lambda}{d},\qquad (8.14)$$

其中λ 是入射光的有效波长[①]。得到了角直径的数据，如果又知道恒星的距离，就可求出它的直径。美国威尔逊山天文台在半个多世纪前首先用干涉法成功地测得了几颗恒星的角直径，但这种方法仅适用于体积大、距离近因而角直径大的恒星。

实际上,由于星光进入地球大气层后受到大气湍流的扰动，大望远镜成的星像被畸变成角直径为0.5″～2″的模糊圆面，掩盖了恒星真实的大小。为了消除星像的这种畸变，最近十几年发展了一种称为斑点干涉测量的新技术，它最初是由法国的拉贝里（A. Labeyrie）于1970年提出的。在任一瞬间，地球大气中不同区域的湍流是不同的，致使星像不同部份受到的扰动也不同，于是入射光的空间位相有不规则的涨落。光线干涉的结果，造成了瞬时的星像由许多斑点构成，斑点的大小接近望远镜的衍射极限。然而，通常用望远镜拍摄照片曝光时间很长，由于大气湍流的迅速变化的平均效应，使星像模糊了，看不到斑点结构。利用现代的星像增强技术(例如，用像管)可以在短达百分之一秒的曝光时间内将具有斑点结构的星像拍摄下来。在这种瞬时的星像中包含了接近衍射极限的高分辨信息。对许多瞬时星像用计算机进行专门的数学处理，可以消除地球大气扰动的影响，相当于将星像"复原"，从而使观测的分辨率接近望远镜的衍射极限。斑点干涉测量技术除了用于测量恒星的角直径之外，还用于双星角距的测量，甚至可以研究星面上亮度变化的临边昏暗现象。但这种技术现在仅适用于亮星，而且已测出了角直径的恒星很少。

2．月掩星法　　利用月掩星的现象也可以测量恒星的角直径。月球在天球上沿着白道运动的过程中，白道附近的恒星有时

---

① 某一辐射探测系统的有效波长，指的是与该系统的分光灵敏度曲线所包围的面积的重心相对应的那个波长。研究结果表明，光源发出的混合光对辐射探测系统的作用效果，可以近似地用光源在有效波长处的单色辐射所产生的效果来代替。

会被它遮掩。恒星被掩前后，用光电光度计准确测定该星亮度的变化。恒星开始被月球暗边遮掩的时刻，跟光电流开始下降的时刻相对应；完全被掩的时刻，跟光电流开始达到最小值的时刻相对应。从光电光度计记录下来的亮度变化曲线(图8.4)，可以得出这两个时刻之差。观测时也记下月球边缘遮掩恒星的位置——掩点。月球在天球上的运动方向和速度用天体力学方法计算出来。从这些数据就可以求出恒星的角直径。然而必须指出，月掩星法只适用于能被月球遮掩的角直径较大的恒星，至今用这种方法定出角直径的恒星为数很少。

3. 对食双星的观测　对于两颗子星发生掩食的食双星系统，如果轨道的大小能定出，则只要用光电光度计测出子星掩食经历的时间与轨道运动周期的比值，就可以推算出子星的直径(见§9.12)。

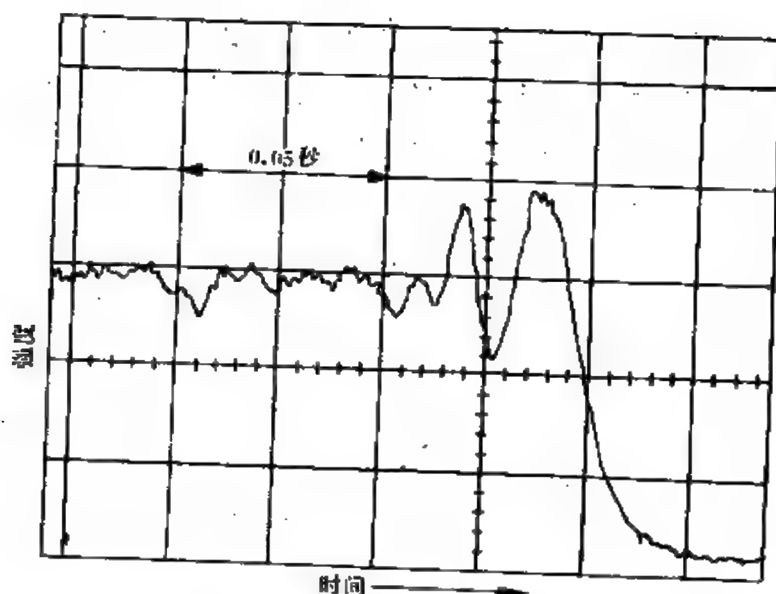


图 8.4　月掩星时恒星亮度的变化，亮度下降前的大起伏是由月球边缘的衍射引起的

4. 间接法　上述的干涉法、月掩星法和对食双星的观测都属于恒星直径的直接测定，只成功地定出了几十颗星的直径。大量的恒星大小的资料是通过一种间接的方法得到的。这种方法是利用恒星的光度L、半径R和表面温度T之间的关系。假设恒星近似为绝对黑体，则星面上每单位面积每秒辐射的能量根据斯忒藩-玻耳兹曼定律为σT^4，因此得

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 . \tag{8.15}$$

光度和表面温度可以分别从绝对星等和色指数求出，这样，利用(8.15)式就可以算出半径R。

5. 观测结果　恒星的大小相差很多。直径有大到太阳直径几百倍甚至一两千倍的恒星，例如猎户α（参宿四）的直径为太阳的900倍；仙王VV双星系统中较亮的那颗星，直径达太阳的1600倍，比木星轨道的直径还大。另一方面，有的恒星直径不及太阳直径的$\frac{1}{10}$。在下一章将讲的白矮星，其直径为太阳的10^{-2}数量级，而中子星的直径约只有20千米。

二、恒星的质量

质量是恒星最重要的一个物理量，恒星内部的物理性质和恒星如何演化主要取决于它的质量。但恒星的质量却很难测定，除太阳外，只有对双星系统的成员在适当的条件下才能从轨道运动直接定出。对单星是无法直接测定其质量的。关于测定双星的质量将在§9.12中讲述。

恒星以及恒星系统的质量常以太阳的质量$M_\odot$表示。恒星在光度和直径方面的差别很大，但质量的差别却小得多。理论研究表明，恒星的质量应有一定的范围，大致在$65M_\odot$和$0.08M_\odot$之间。质量超过$65M_\odot$时，星体是不稳定的，必然要发生激烈的变化，例如爆发，导致质量减小。质量小于$0.08M_\odot$时，星体内部温度达不到

热核反应所需的最低值，星体不发光，就不成其为恒星了。观测相当好地证实了理论的结果。已知质量测定很可靠的恒星，都在$35M_{\odot}$和$0.06M_{\odot}$的范围内，其中只有三颗星的质量接近$0.06M_{\odot}$，小于理论的下限值，有几颗质量测定较不可靠的恒星达到$65M_{\odot}$的理论上限值。

§8.4 恒星的光谱

恒星光谱分析在天体物理学中占有重要地位，它可以定性或定量地测定恒星的化学成分，直接或间接地确定恒星的表面温度、光度、直径、质量、磁场，研究恒星的视向运动和自转。

一、原子的发射和吸收

1．原子的能级和跃迁　为了阐明恒星光谱的形成，需要了解一些关于原子光谱的知识。按照量子力学，一个原子的能态是量子化的，即原子具有的能量只能取一系列分立的数值，不能连续变化。在这些分立的能态中，能量最低的称基态，其余的均称为激发态。一般以电子伏作为原子能量的单位，取基态的能量为零，激发态的能量具有正值。

用图表示原子能态结构时，每一能态以一条水平线表示，也称之为能级。原子从一个能级过渡到另一个能级称为跃迁。一个处于较高能级的原子，可以自发跃迁到较低的能级；也可以在辐射场的诱导下受迫（或称受激）跃迁到较低的能级；或同其他粒子相碰撞，将一部分能量转移给碰撞粒子，原子跃迁到较低的能级。在前两种情形，原子发射出一个光子。根据能量守恒定律，光子的能量应等于跃迁前后原子所处的两个能级的能量之差。若E_k代表较高能级k的能量，E_i代表较低能级i的能量（图8.5），则有

$$E_k - E_i = h\nu_{ki} = \frac{hc}{\lambda_{ki}}, \tag{8.16}$$

式中h是普朗克常数，c是光速，ν_{ki}和λ_{ki}分别是对应于能级k到i跃迁的发射光子的频率和波长。一个处于较低能级的原子跃迁到较高能级的过程称为原子的激发，它可以从辐射场中吸收一个光子而实现，也可以同其他粒子碰撞，从碰撞粒子中获得能量来完成。在前一种情形，被吸收的光子的频率或波长同两个能级的能量之差的关系同样遵守(8.16)式。这种分立能级之间的跃迁称为束缚-束缚跃迁。于是，原子从较高能级跃迁到较低能级，发射出光子，就形成了发射线(明线)；原子吸收了光子，从较低能级跃迁到较高能级，便产生了吸收线(暗线)。各个分立能级之间的可能的跃迁的组合，形成了原子的线光谱。每一种元素的原子，以及每一种原子处于不同电离状态的离子，都具有各自特有的能级结构，因而具有可以作为它们的标志的特有的线光谱。

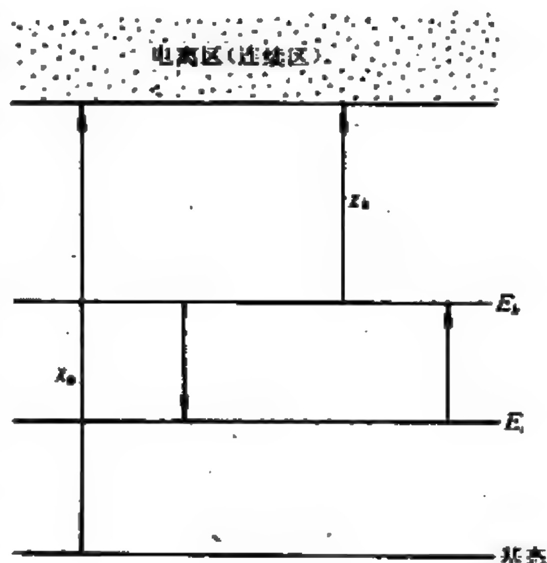


图 8.5 原子能级和跃迁

原子由原子核和电子组成，电子按壳层结构分布在原子核的周围，原子的光谱取决于最外层的价电子的状态变化。原子如果获得过多的能量，价电子便脱离原子核的束缚，成为自由电子，就说原子发生了电离。使一个处于基态的原子电离所需的最小能量称为原子的电离能或电离电势，用χ_0表示。把原子从某一个激发态电离所需的最小能量称为这个能态的结合能，用χ_k表示(图8.5)。

显然，

$$\chi_n = \chi_k + E_k. \tag{8.17}$$

致使原子电离的能量，一部分用于价电子摆脱原子核的束缚，剩余的部分转化为自由电子的动能。自由电子的动能是非量子化的，可取连续的数值，因而在辐射场中一个处于能级k的原子可以吸收频率等于和大于$\frac{\chi_k}{h}$的任何光子而电离，这是束缚-自由跃迁的过程，产生了连续吸收。在辐射场中大量的处于能级k的原子集体作用的结果，形成了一条从频率$\frac{\chi_k}{h}$向高频率(短波长)方向展开的吸收带。

一个自由电子也可以通过自由-束缚跃迁跟一个带正电荷的离子结合，落到离子的任一能级上，这是电离的逆过程，称为复合。在复合过程中，原子可以产生连续发射。此外，当一个自由电子接近一个带正电荷的离子时，可以从一个连续能级跃迁到能量较低的另一个连续能级，伴随着发射一个光子；或者吸收一个光子，从一个连续能级跃迁到另一个能量较高的连续能级。这种连续能级之间的跃迁称为自由-自由跃迁，它也是产生连续发射或连续吸收的过程。

大量原子的连续发射和连续吸收便形成了连续光谱。应当指出：原子的发射线可以和连续光谱一起出现，也可以单独出现；原子的吸收线是由于原子从辐射场中吸收了某些频率的光子而形成的，它们只能和连续光谱一起出现。显然，相同两个能级之间的跃迁产生的发射线和吸收线具有相同的波长。

2. 氢原子光谱　氢原子是最简单的原子，它只有一个核外电子。在恒星光谱中氢线常常是最显著的。氢原子的能级可以用称为主量子数的字母n标记，n取正整数。$n=1$对应于基态，n越大，能级越高且越密集，最后在对应于电离电势13.6电子伏的能级处过渡到连续区(图8.6)。

由能级$n=1$和其他能级间的跃迁产生的一组谱线称为赖曼

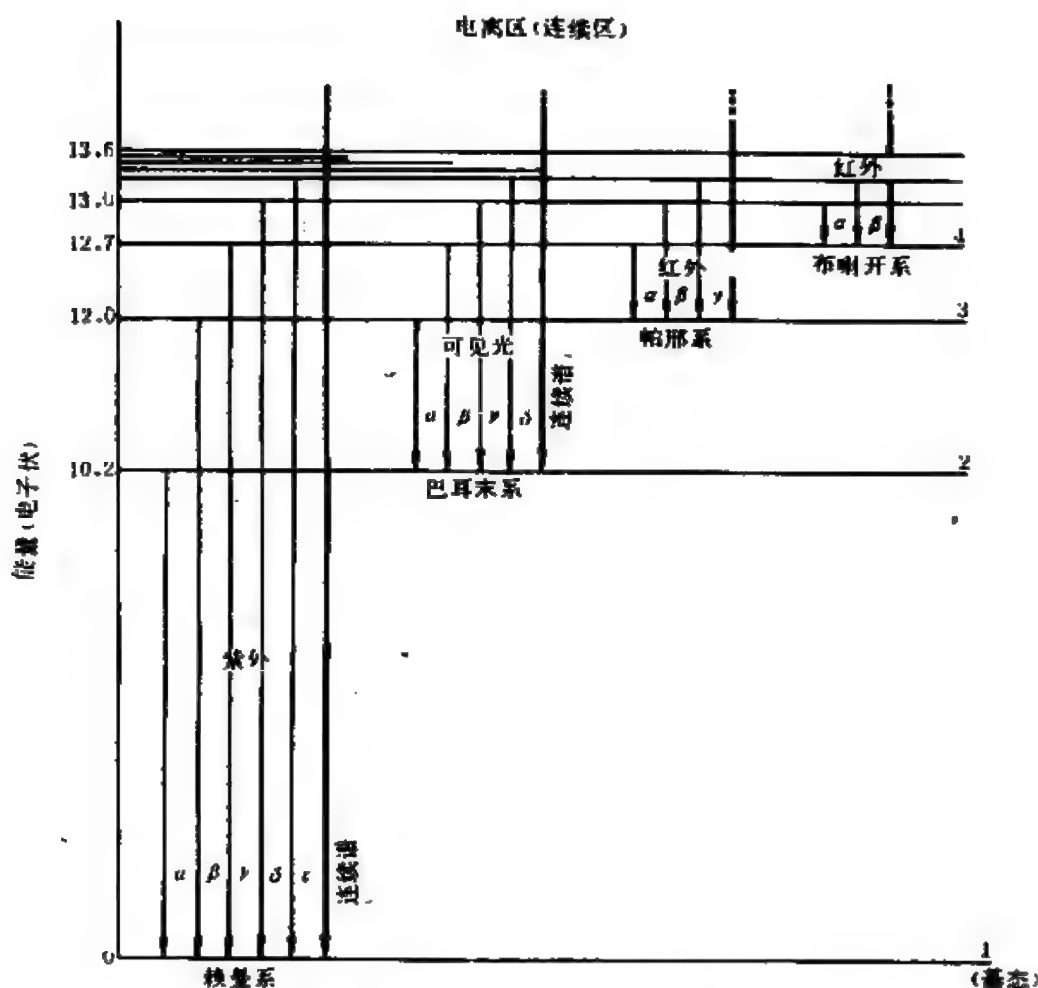


图 8.6 氢原子的能级和几个著名的谱线系

系，它们都位于光谱的紫外区。其中，能级$n=1$和$n=2$之间的跃迁产生的谱线以L_α标记，它的波长为121.5纳米；能级$n=1$和$n=3$之间的跃迁产生的谱线以L_β标记，波长为102.5纳米；……随着波长的减小，赖曼系中的谱线越来越密集，最后在91.2纳米处达到赖曼系限。处于基态的氢原子吸收了波长短于91.2纳米的光子而电离，或者，动能不为零的自由电子复合到氢原子的基态，便引起了赖曼系限外的连续吸收或连续发射。由于地球大气对紫外线的吸收，太阳和恒星光谱中赖曼系的观测只能通过火箭和人

造卫星在地球大气外进行。

由能级$n=2$和主量子数更大的能级之间的跃迁产生的一组谱线称为巴耳末系，它们位于光谱的可见区，是最早发现的氢原子的一个谱线系。其中，能级$n=2$和$n=3$之间的跃迁产生的谱线叫做H_α线，波长656.3纳米，落在可见光谱的红区；能级$n=2$和$n=4$，5之间的跃迁分别产生的H_β和H_γ线落在可见光谱的蓝区，波长分别为486.1纳米和434.0纳米；……巴耳末系限位于波长364.6纳米处，波长更短的区域便是巴耳末系限外的连续区。

由能级$n=3$和更高能级之间的跃迁产生的一组谱线是帕邢系；由能级$n=4$和更高能级之间的跃迁产生的一组谱线是布喇开系。这两个谱线系都位于光谱的红外区。

顺便指出，由原子组成的分子，其能级结构比原子复杂得多，能级十分密集，由能级之间的跃迁形成的分子吸收线常常挤在一起，以致成了很宽的吸收带。

二、恒星大气和光谱形成

恒星辐射的能量来源于核心内的核反应。核反应产生的能量通过组成恒星的气体逐步向外输运，在输运的过程中辐射的能谱发生变化，所以观测到的从星面逸出的辐射的光谱并不反映核心内辐射场的能谱，它完全是由表面很薄的一层中气体的温度、密度和化学成分决定的，这一薄层的厚度还不到恒星半径的千分之一。

恒星是气体球，其表面不如具有固态表面的物体那样截然分明。由于原子、分子、自由电子对辐射的吸收和散射，气体不是完全透明的，其不透明度除了同气体的化学成分有关以外，还依赖于气体的温度和密度。从恒星中心向外，温度和密度逐渐减小，一般来说，气体的不透明度也向外减小，于是在恒星的外部存在

一个对辐射透明的区域，从该区域发出的辐射可从星面逸出到达观测者，由于它的厚度远比恒星的半径小，恒星仍应有清晰的表面。太阳是唯一能看到圆面的恒星，事实上日轮的轮廓相当清晰。

太阳的大气由光球、色球和日冕组成。有一些观测事实表明，恒星的外层也存在类似的结构。例如，在有些恒星的光谱中出现属于色球的电离钙和电离镁的发射线；美国发射的"爱因斯坦X射线天文台"（见§9.15）观测到许多类型的恒星有X射线辐射，这表明它们应存在类似于日冕的星冕。至于观测到的恒星辐射的绝大部分应是它们的光球发射的。

恒星的光球以及光球以上的区域统称为恒星大气。光球之下统称为恒星内部，在那里气体的不透明度很大，以致无法观测到。然而应当指出，恒星大气和内部之间并没有明确的分界线。

典型的恒星光谱是在连续光谱的背景上重叠着吸收线。最初，天文学家曾粗略地把恒星大气分为两层来解释恒星光谱：底层热而密，产生连续光谱；上层冷而稀，其中的原子和分子在特定的波长上吸收了底层的辐射，产生了吸收线。这是一个过分简化了的模型。实际上，恒星大气中的每一团气体都同时在发射和吸收光子，过程是很复杂的，但总的效果是在恒星大气中的各种原子和分子所能产生吸收的那些波长上的辐射被削弱了，以致从星面逸出的辐射的光谱中出现了吸收线。

恒星光谱的形态同恒星大气中的温度密切相关，但恒星大气中不同高度上的温度是不等的，因此有必要定义一个有物理意义的温度，以便可以用来比较不同恒星的温度。这就是在§7.3中提到的有效温度。恒星的有效温度取为单位面积的辐射功率跟恒星表面单位面积的辐射功率相等的黑体所具有的温度，它就是按(8.15)式计算的温度。实际上，恒星的有效温度对应于恒星光球内某个高度上的温度，或可以看做恒星表面的某种平均温度。

正常恒星的有效温度在几千度至几万度的范围内。在这样的

温度下，许多原子会被电离，因此恒星大气中一般同时包含有中性原子、离子和自由电子。某类原子的电离度是指离子在同类原子中所占的比率，它依赖于温度、密度和原子的电离电势。温度高，有利于电离；密度大，离子容易俘获电子，不利于电离；原子的电离电势越高，则需要越高的能量才能使它电离。恒星大气中原子的电离度对恒星光谱的形态有很大的影响。

三、恒星光谱分类

上世纪末和本世纪初，成千上万颗恒星的光谱被拍摄下来，美国哈佛大学天文台利用物端棱镜得到大量恒星的光谱（彩照8），并对它们进行了分类。起初，恒星光谱是根据氢原子的某些吸收线的强度分类的，并按拉丁字母的顺序标记，A型星具有最强的氢线，B型星的氢线稍弱……。但后来认识到，光谱型主要由恒星的有效温度决定，因此将光谱型按温度顺序排列更恰当。氢线在某个有效温度的恒星的光谱中最强，而在较高和较低的温度下都较弱。于是，保留原有的标记光谱型的字母，但重新按温度顺序排列后，字母的次序就乱了。恒星的光谱主要分成七个类型，按有效温度从高到低的次序，它们是：O、B、A、F、G、K和M。下面列出这些光谱型的主要特征。

O型：蓝星，有效温度40000～30000开。在连续光谱的背景上有He II、He I、H I、C III、Si IV和其他较轻元素的多次电离原子所生的谱线，没有金属线。

B型：蓝白星，有效温度30000～10000开。He I线达最大强度，H I线比O型强，O II、N II等一次电离原子的谱线取代了多次电离原子的谱线。

A型：白星，有效温度10000～7500开。He I线消失，H I线达最大强度，Ca II、Fe II、Cr II、Ti II、Fe I、Cr I以及其他中性和一次电离的金属线出现，并随有效温度的降低而逐渐增强。

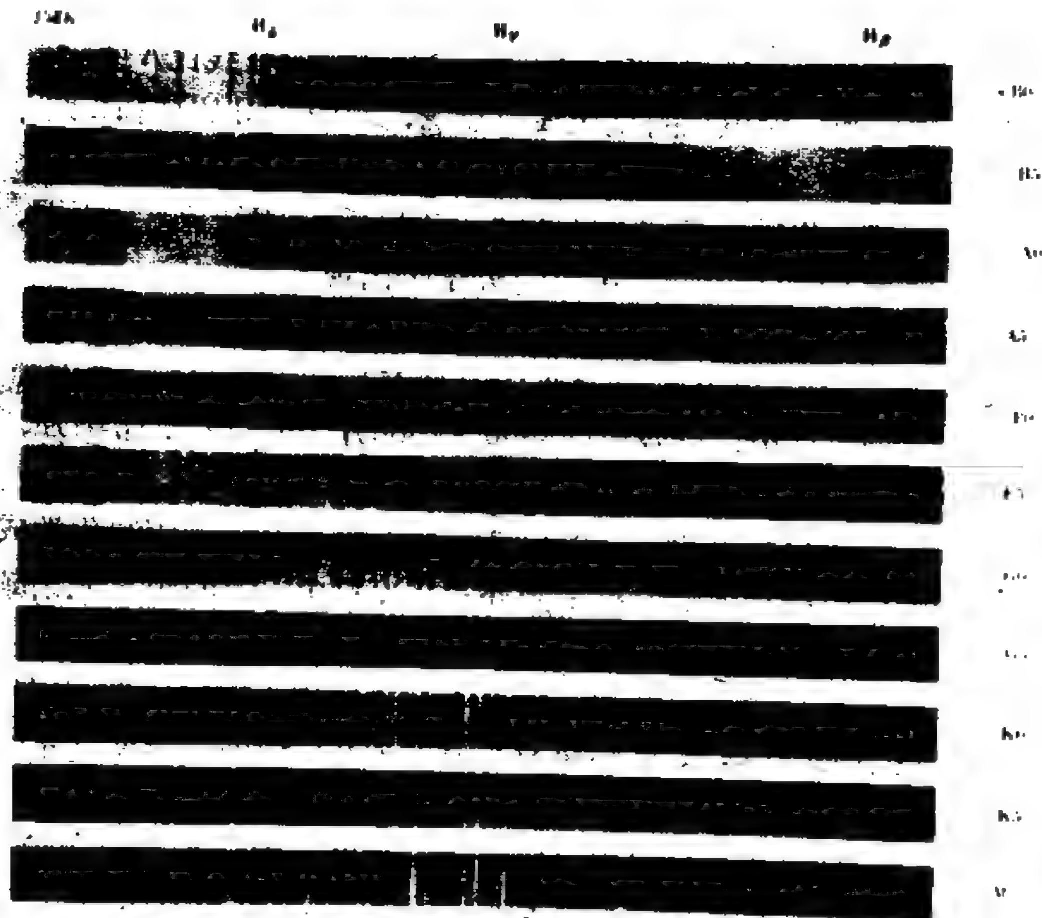


图 8.7 恒星光谱分类

在恒星光谱分类里，还把某一光谱型中异常的光谱特征用小写拉丁字母表示，放在光谱型符号的后面。*n* 表示谱线很模糊，*s*表示谱线很锐，*e*表示光谱内有发射线，*p*表示某些谱线异常强或弱的特殊光谱，*v*表示光谱有变化，*m*表示金属线很强，*k*表示有明显的星际Ca Ⅱ线。

恒星的连续辐射随波长的分布近似于温度等于恒星有效温度的黑体辐射能量分布，因而恒星的连续光谱也随光谱型而变化。有效温度高，连续辐射能量的峰值落在光谱的蓝区；有效温度低，峰值位于光谱的红区。人眼接受的是各种波长的混合光。各种波长的

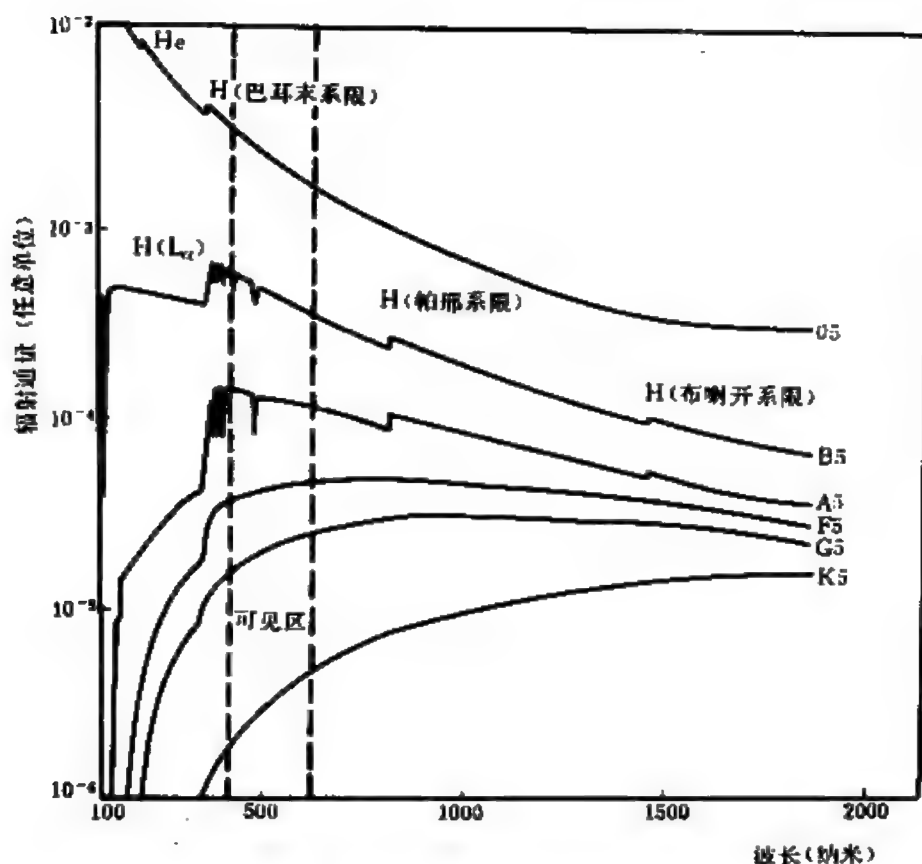


图 8.8　不同光谱型恒星连续辐射随波长分布的曲线

光的均匀混合呈现出白色，天狼星和织女星就是白色的A型星。更热的星，如室女α（角宿一），呈蓝色，因为它辐射的蓝光强于红光。太阳是G型星，呈黄色。更冷的星，如猎户α（参宿四）和天蝎α（心宿二），则呈红色。

由于氢和其他原子的连续吸收，恒星连续辐射能量随波长的分布曲线的形状跟黑体辐射仍有明显的差别。氢是最丰富的元素，对于具备有利于氢原子吸收的条件的恒星，氢原子的束缚－自由跃迁产生的连续吸收对连续辐射的能量分布起着重要作用。例如，由于处于主量子数$n=2$的能级的氢原子的连续吸收，在巴耳末系限(364.6纳米)处辐射能量向短波长方向突然下降，这种现象称为巴

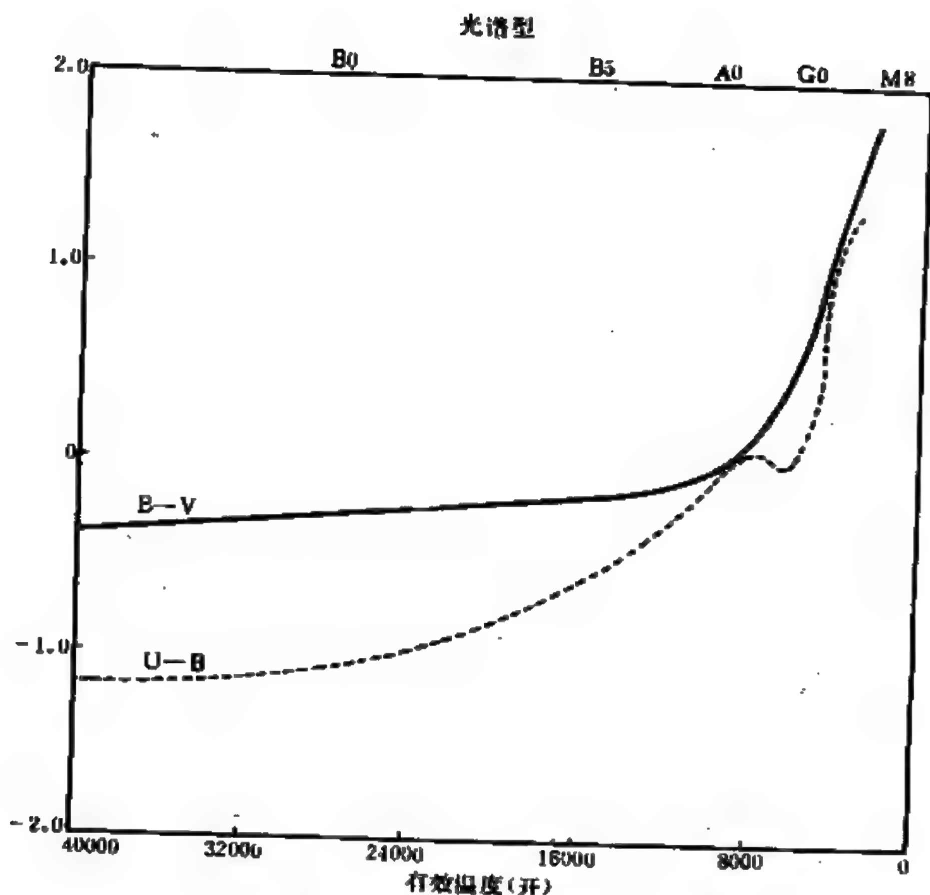


图 8.9　恒星的色指数B—V和U—B同有效温度(光谱型)的关系

耳末跃变，而黑体辐射谱中是没有这种跃变的。巴耳末跃变的辐度跟光谱型有关(图8.8)，可以用作光谱分类的一个判据。同样，对于氢原子，在赖曼、帕邢、布喇开等系限处也存在着跃变。其他元素的含量比氢少得多，类似的跃变不如氢明显。

恒星的某些色指数跟有效温度或光谱型有关。图8.9绘出了B—V和U—B随有效温度(光谱型)变化的曲线。利用这些关系，在对大量恒星进行光谱分类时，代替拍摄高色散的光谱片，可以用简便的多色测光法测出恒星的色指数，从而确定恒星的光谱型。

§ 8.5 恒星的化学成分

一、恒星化学成分的测定

确定恒星的化学成分跟确定太阳的化学成分一样，都是通过光谱线的证认和谱线强度的测量而实现的。但是恒星的亮度远比太阳小，拍摄它们的光谱不能使用色散度太大的摄谱仪，而色散度小时，谱线常混在一起。因此测定恒星的化学成分比太阳困难得多。

由于每一种原子产生一系列与众不同的谱线，所以要定性地确定恒星大气中存在哪些元素，可以归结为恒星光谱中谱线的证认，即测定谱线的波长。在拍摄恒星的光谱之后，在同一张底片上应拍摄谱线波长已知的光源的比较光谱。通过精密测量比较光谱中已知波长的谱线的位置以及恒星光谱中待证认的谱线的位置，可算出恒星谱线的波长，然后跟实验室内测定的各种元素的谱线波长作比较，就证认出恒星大气中存在的元素。当然，如果某些元素的谱线在光谱中不出现，就无法判断这些元素在恒星大气中是否存在。

如要定量地确定恒星大气的化学成分，必须测定谱线的强度。为此，应把在照相底片上的恒星光谱变换成辐射强度对波长的图，这通常是用一种名叫测微光度计的专门仪器来实现的[①]，它将恒星光谱描记在纸带上，横坐标是波长，纵坐标是辐射强度（图8.10)。这种图叫做分光光度描记图。吸收线从连续光谱的背景上

---

① 在七十年代，把电子计算机技术应用于天文底片上的图象测量和处理，出现了图象数字化仪。这类仪器是由显微密度计及图象分析系统相联结而成的，它把底片中密度变化图象先自动转换为计算机能识别的数码，随后由计算机进行处理，从而大大提高了天体亮度和光谱的测量和分析的速度。

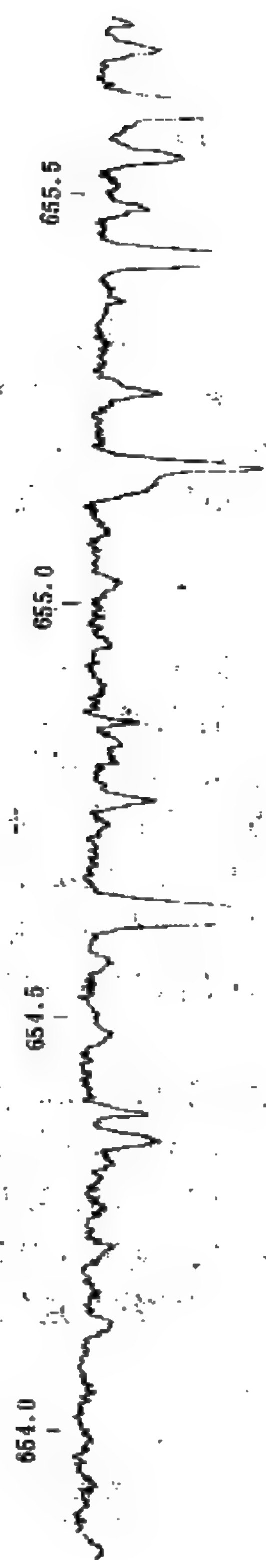


图 8.10 变换成辐射强度对波长图的牧夫α(大角)的一段光谱,横坐标的波长标度是纳米

向下凹陷，它们不是无限窄的，由于恒星大气内气团的运动、原子之间相互碰撞等因素而致宽，呈倒挂的钟铃形状。谱线的形状常受观测仪器的歪曲，改正了仪器的影响，得到谱线的真实形状，称为谱线轮廓（图8.11）。谱线轮廓和连续光谱背景包围的面积是谱线的总吸收，可以作为谱线强度的量度，并以等值宽度W表示。图8.12阐明了等值宽度的定义：以连续光谱背景的强度为单位，取一长为一个单位强度的矩形，其面积等于谱线所占的面积，则矩形的宽就是等值宽度，以波长标度表示。

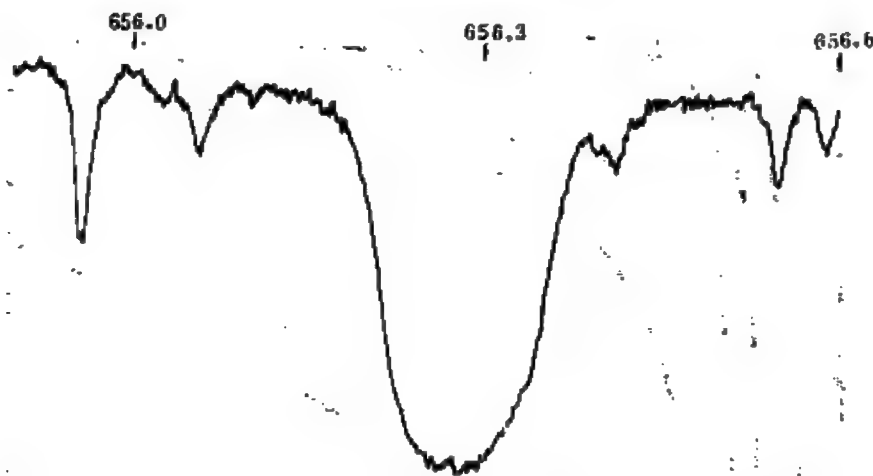


图 8.11 牧夫α光谱中非常强的吸收线Hα的轮廓

然而，谱线的强度不仅依赖于元素的含量，而且跟恒星大气中的物理条件有关。这个问题是本世纪二十年代由印度科学家萨哈（M.N.Saha）研究了温度和压力对原子电离的影响后才澄清的。以氢原子在可见光谱区的巴耳末谱线系为例，这些谱线是由处于主量子数$n=2$的能级的氢原子吸收了光子跃迁到更高的能级而产生的。显然，当处于$n=2$能级的氢原子的数目达极大时，这些谱线的强度也达最大，而A型星大气中的温度正适合这个条件。O和B型星温度太高，氢原子大部分被电离；晚型星温度偏低，氢原子大部分处于$n=1$的基态，因而巴耳末系都较弱，但这决不表

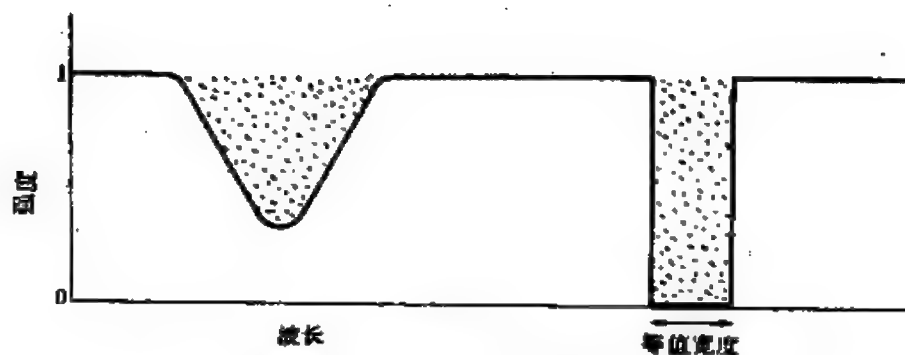


图 8.12　谱线等值宽度的定义。图中两块阴影面积相等

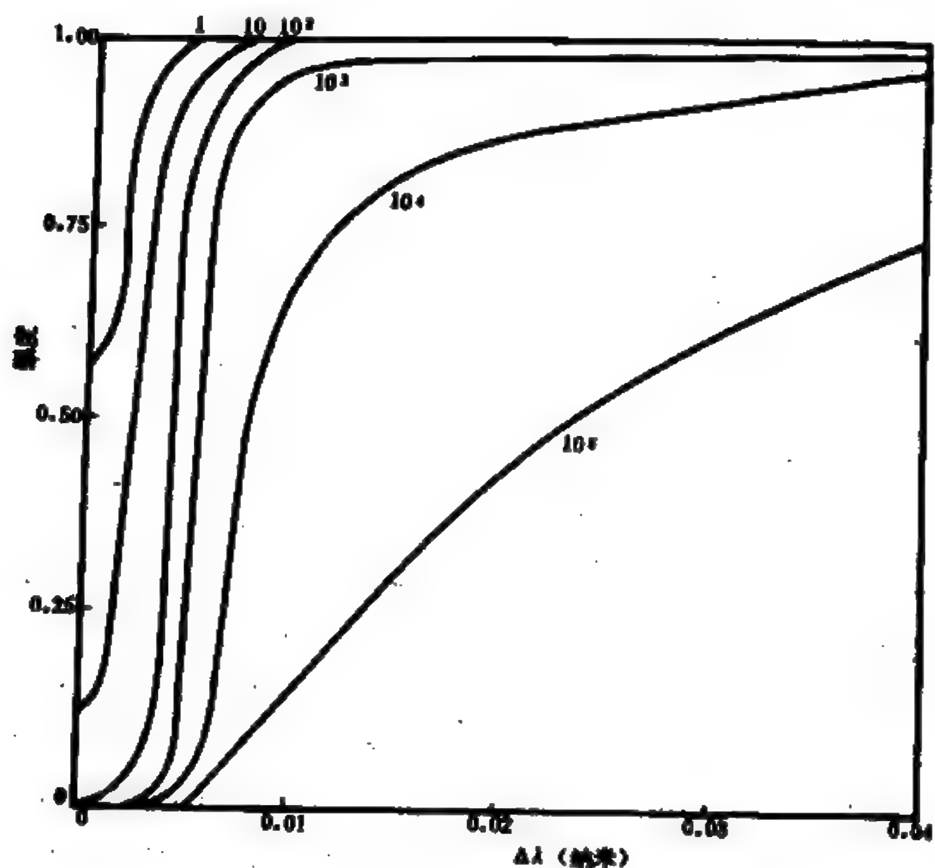


图 8.13　吸收线的轮廓依赖于形成该谱线的原子的数目．每一个轮廓只画出了一半，且都标有原子的相对数目，横坐标 $\Delta\lambda$ 表示谱线内任一点的波长与谱线中心的波长之差

明早型和晚型星内氢的含量比A型星少。金属谱线在晚型星光谱中多，在早型星光谱中少，也同样可根据原子激发和电离的理论来解释。由此可见，从谱线强度确定元素含量是相当复杂的问题，必须将恒星大气中物理条件造成的影响消除才能实现。

确定某种元素在恒星大气内的含量的方法之一是分析该种元素产生的某条谱线的轮廓。对于所研究的恒星，选择适当的物理参数，然后对形成该谱线的吸收原子的数目取一系列不同的数值，可算出理论的谱线轮廓(图8.13)通过跟观测的谱线轮廓比较，就确定了该种元素的相对含量。

比分析谱线轮廓较简便的一种方法是测量一些谱线的等值宽度。如前所述，形成谱线的原子数越多，谱线就越强，因此吸收

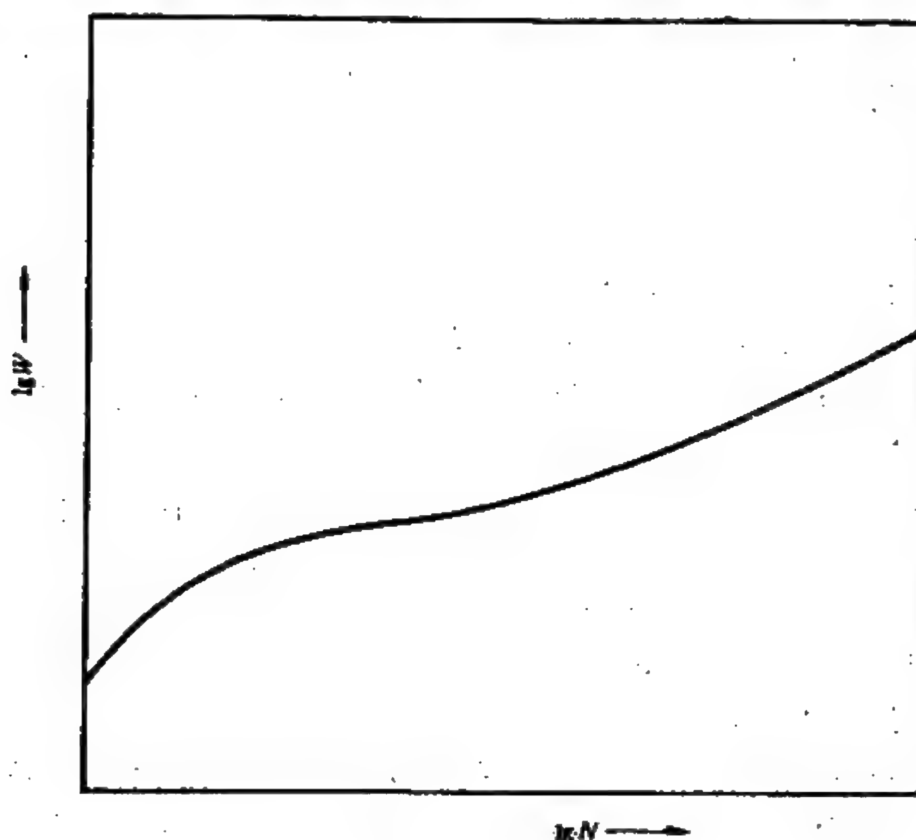


图 8.14 生长曲线示意图

线的等值宽度W随谱线所对应的低能级的原子数目N的增加而增大。表示W与N的关系的曲线叫做生长曲线(图8.14)。通过理论的和观测的生长曲线相比较也可确定元素的相对含量。

二、化学元素的丰度

天体上元素的含量常以丰度表示，它通常是指在同一体积内某种元素的原子数目与氢原子数目之比，因此是一种相对含量。

光谱分析的结果表明，大多数恒星的化学成分跟太阳差不多。

表 8.6 三颗B型星大气中一些化学元素的丰度

元素	飞马γ	英仙ζ	蝎虎10	元素	飞马γ	英仙ζ	蝎虎10
H	18.00	18.00	18.00	Mg	13.95	13.76	14.22
He	17.17	17.31	17.23	Al	11.76	12.78	13.07
C	14.58	14.26	14.37	Si	13.03	13.96	13.75
N	14.01	14.31	14.37	P	11.50		
O	14.63	15.03	14.77	S	13.80	13.48	
F	12.5			Cl	12.21		
Ne	14.73	14.61	14.72	Ar	12.90		

表8.6列出了三颗B型星大气中一些化学元素的丰度，每立方米内氢原子数目的对数取为18.00，其余元素的丰度以此为准。

应当指出，通过恒星光谱的分析，只能定出恒星大气的化学成分。恒星内部由于进行着核反应，化学成分在逐渐变化。大气与内部的化学成分是否一样，这取决于恒星是否存在一种有效的机制，能在比恒星年龄短得多的时间内使内部物质和大气物质相混和，例如对流就可以促成这种混和。研究表明，在恒星比较稳定的演化时期，在通常情况下并不存在有效的混和机制，大气与内部的化学成分应有显著的差别。

少数恒星的化学成分是特殊的。例如，在C型星中，碳特别多；在S型星中，锆和锝特别多。A型特殊星(Ap)含有较丰富的锰、铬、磷、硅、锶等元素，而稀土族元素(镧、铕……)含量特

别高，比太阳多几百倍至千倍。在恒星 HD 101065的光谱中，似乎只有稀土族元素的谱线，最显著的是钬，而铁和较普通的元素竟然没有。

天文学上习惯把氢和氦以外的所有元素统称为重元素，以后在讲述恒星演化时将多次提到重元素丰度。

§8.6 赫罗图和恒星内部

一、赫罗图

1．恒星在赫罗图上的分布　　从观测确定了许多恒星的质量、光度、半径和有效温度之后，天文学家很自然地要对这些资料进行统计分析，找出它们之间的关系。丹麦天文学家赫茨普龙于1911年，美国天文学家罗素（H.N. Russell）于1913年，分别独立地绘制了恒星的光谱-光度图。以恒星的光谱型为横坐标、光度为纵坐标的这种图，对于研究恒星的结构和演化十分重要。后来在天文学的文献中常把恒星的光谱-光度图称为赫茨普龙-罗素图，或简称赫罗图。赫罗图的横坐标也可用有效温度或色指数表示，纵坐标也可用绝对星等取代。但应注意，由于赫罗图的横坐标最初是以光谱型从O至M表示的，最热的星在左边，因此当用有效温度表示时，数值从右向左增加。对于纵坐标，光度最大的星在上部，因而用绝对星等表示时，数值向上减小。

在赫罗图上每一颗恒星可表示为一个点，从图8.15看出，点子不是均匀分布的，而是集中在几个区域。其中，绝大多数恒星落在从左上至右下的带上，这条带称为主序。位于主序上的恒星叫做主序星。对于主序星，有效温度越高，光度就越大。有些星出现在主序的右上方，它们的光度比相同光谱型的主序星大，称为巨星。光度比普通的巨星更大的恒星称为超巨星。由于光谱型

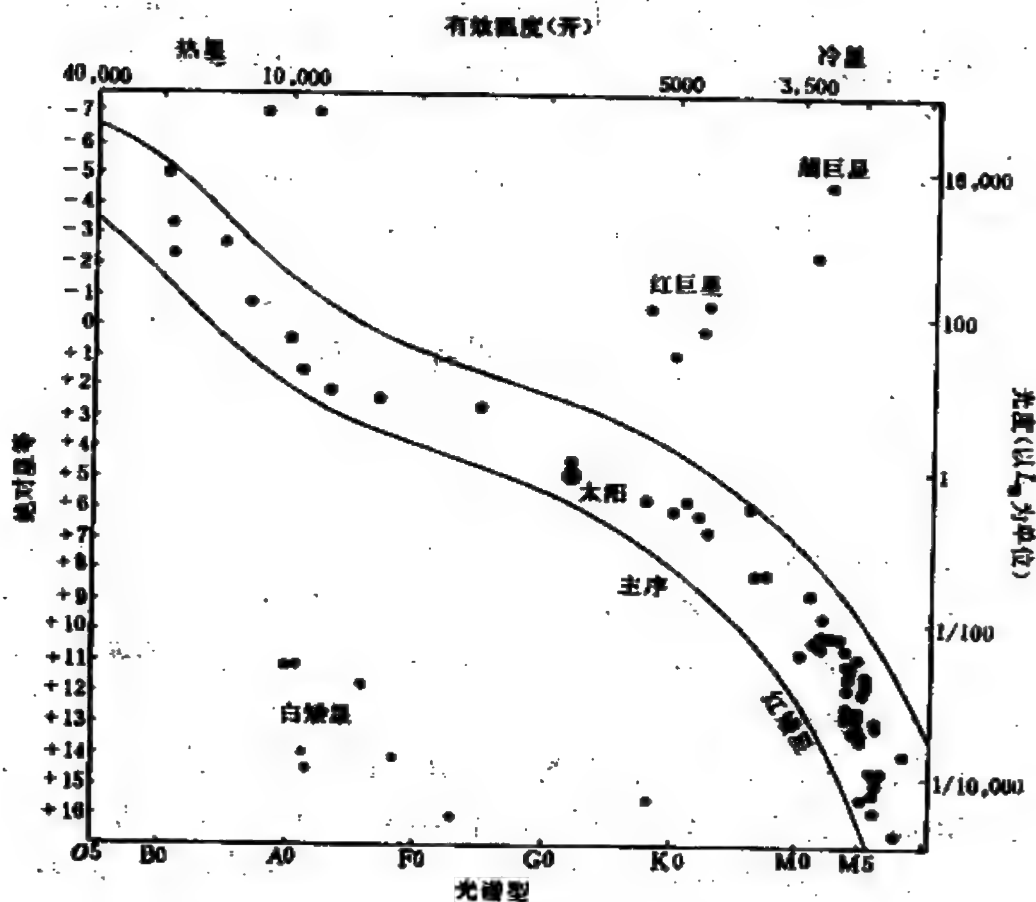


图 8.15 赫罗图

相同的星有效温度相等，按照斯忒藩-玻耳兹曼定律，它们单位表面积每秒发射同样多的能量，因此光度大的巨星的体积必定比光度小的相同光谱型的星大。主序星也称为矮星。位于主序左下方的温度高、光度小的星是白矮星，它们的体积比相同光谱型的主序星小得多。

2. 光度级　巨星的大气比矮星稀薄，压力也小得多，这必然会使同一光谱次型的巨星和矮星的光谱出现微小的差异，其中最显著而最简单的是谱线的宽度不同：巨星的谱线窄，矮星的谱线宽。摩根(W. W. Morgan)和基南(P. C. Keenan)研究了因压力不同而产生的谱线变化，将哈佛分类扩展，按照有效温度和光度，

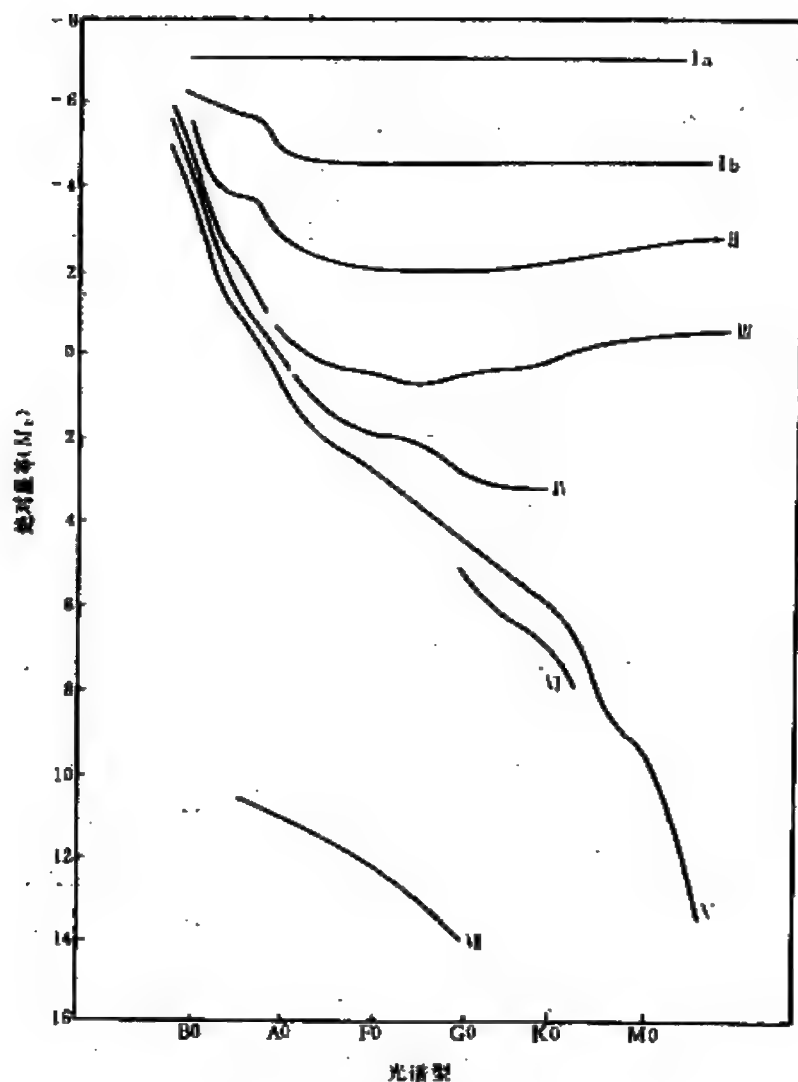


图 8.16 恒星的光度分类

发展了一种两维的恒星光谱分类系统。在这种系统中，光度分类用罗马数字表示，称光度级。对于不同的光谱型，光度级和绝对星等之间的对应关系在图8.16中表出。超巨星分成 I_a 和 I_b，前者较亮，后者较暗；巨星也按光度分为Ⅱ和Ⅲ型；Ⅳ为亚巨星；Ⅴ是主序星；比主序星光度略小一些的星称为亚矮星，以Ⅵ表示；Ⅶ是白矮星。也常用小写拉丁字母*c*、*g*、*d*和*sd*放在光谱型符号的

前面，分别表示属于该光谱型的超巨星、巨星、矮星和亚矮星。太阳是一颗G2V型(或表示为$dG2$)恒星。

3．赫罗图上的等半径线　恒星的光度L、半径R和有效温度T不是互相独立的量，而是由(8.15)式相联系，再利用(8.11)式，取太阳的半径$R_{\odot}$为恒星半径R的单位，太阳的有效温度$T_{\odot}=5770$开，$M_{\odot}=4.75^{m}$，就得

$$\lg R=8.47-0.2M_{b}-2\lg T,\qquad(8.18)$$

其中M_{b}为恒星的绝对热星等，利用这个公式，只要确定了恒星的T和M_{b}，就可以计算出恒星的半径。以绝对热星等为纵坐标，以有效温度的对数为横坐标绘出的图是很有意义的。在这样的图上(图8.17)，等半径线是一组斜率等于—10的直线，在图的右上方的星(超巨星)半径最大，左下方的星（白矮星）半径最小。

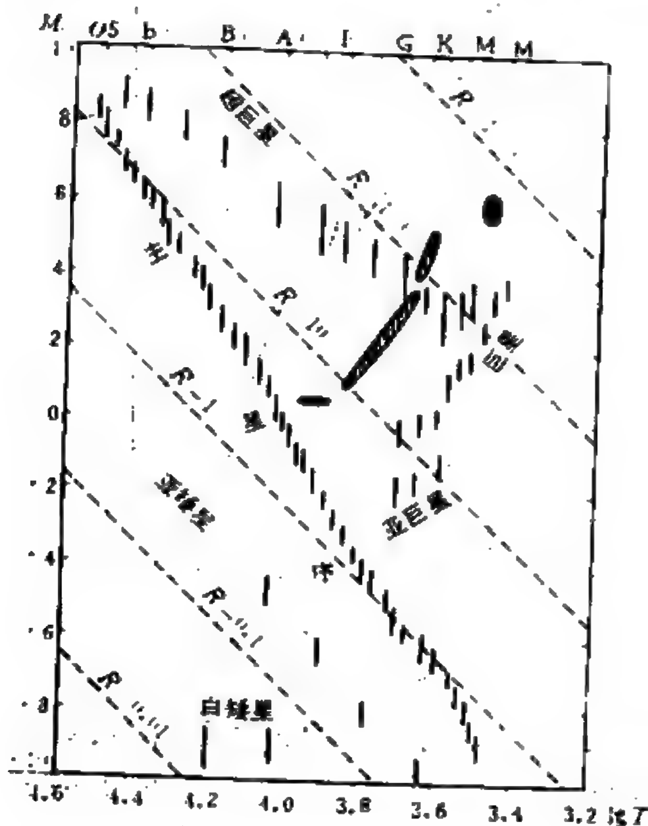


图 8.17　绝对星等、有效温度和半径的关系

4．质光关系和质量-半径关系　对于主序星，质量M和光度L之间存在着一定的关系，叫做质光关系。光度越大，质量也越大。由观测资

料得出近似关系：

$$\left.\begin{array}{ll}\frac{L}{L_{\odot}} \simeq \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{4} & (\text{对于} L > L_{\odot} \text{ 的主序星}), \\ \frac{L}{L_{\odot}} \simeq \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{2.8} & (\text{对于} L < L_{\odot} \text{ 的主序星}).\end{array}\right\} \quad (8.19)$$

主序星的质量和半径之间也有一定的关系，可表示为

$$\frac{R}{R_{\odot}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{\alpha}, \quad (8.20)$$

其中，指数 α 的值在0.5～1之间，与恒星在主序上的位置有关。

二、恒星内部

1．恒星结构理论的基本课题　恒星光球以下直至中心的广大区域都属于恒星内部。除了对太阳可以探测到来自核心的、在核反应过程中产生的中微子，从而传来太阳内部的一些信息之外，对于所有的其他恒星来说，天文学家还无法得到它们内部的观测资料，因为恒星的辐射传来的仅是有关它们大气性质的信息。天文学家研究恒星内部的性质，只能根据恒星的观测性质，藉助于已知的物理规律，进行理论的演绎，这是天体物理学的一个分支——恒星结构理论的任务。

恒星结构理论必须解释的最重要的观测事实有以下三条：

（1）恒星不断地辐射能量。问题不仅在于每秒辐射的能量巨大，而且已持续了很长的时间。从地球上的化石分析，得知太阳大致按现在的辐射功率不断发出能量已近50亿年之久，而银河系中最老的恒星已辐射了100亿年以上。

（2）主序星的质光关系。

（3）在赫罗图上，恒星不是均匀地到处散布，而是集中在几个确定的区域，这表明恒星的光谱型（有效温度）与绝对星等（光度）不是互相独立的。

上一章在讲太阳能量来源时，基本上已解释了第一条事实。在本节的后面部分以及在§10.6中叙述恒星演化时，将定性地说明后两条事实。现在根据物理学的一些规律，对处于稳定状态的正常恒星的内部性质作一些推断。

2．流体静力学平衡　恒星是庞大的气体球。气体之所以不扩散掉，是由于各气体元之间相互的引力作用，叫做恒星的自引力。恒星包含了足够多的物质，以至自引力强到能把组成它的气体束缚住。恒星内的每一个气体元都主要受两个力的作用：指向中心的引力和向外的压力[1]。如果没有向外的压力，一颗象太阳那样的恒星，在自引力的作用下，大约在半小时内会完全坍缩。对于稳定的恒星，在星体的每一点上，引力和压力都是精确地平衡的，恒星处于流体静力学平衡的状态。如果这两个力不平衡，就会出现一个净力，从而引起大规模的物质运动。例如在某些变星的外层，由于引力和压力之间出现小的不平衡，就发生了向外和向内交替的运动——脉动。在这两个力严重失去平衡的情况下，还会导致灾变性的结果，如某些特殊类型的恒星发生的大规模爆发。

气体的压力P、温度T和密度ρ不是独立变化的，这三个量之间由物态方程联系起来。气体的原子（或分子）之间的相互作用如果微弱到可以忽略，这样的气体叫做理想气体，其物态方程可写为

$$P=\frac{\rho}{\mu}RT\ , \tag{8.21}$$

其中，R是气体常数，μ是由不同成分组成的气体的平均分子量。在正常恒星内部，气体的密度尽管可以达到较高的数值，原子彼此较靠近，但是由于温度很高，气体处于高度电离的状态，被剥掉电子的原子其体积远小于中性的原子，它们相互间的作用仍较

[1] 向外的压力是指气体元受到的压力梯度，它与气体元受到的引力都是指作用在单位体积上的力

微弱，在多数情况下理想气体的物态方程(8.21)是适用的。

除了气体压力之外，光子也产生压力——辐射压力P_r，它与温度T之间有很简单的关系：

$$P_r=\frac{1}{3}aT^4, \tag{8.22}$$

其中a为辐射密度常数。辐射压力与温度的四次幂成正比，对温度的依赖是很敏感的，因此在高温下它变得很重要。例如对于密度为10^3千克/米^{3}的气体，温度超过10^7开时，辐射压力大于气体压力。在恒星内部，辐射压力常起重要的作用。

3．能量输运　恒星不断地通过表面释放能量，损失的能量由内部向外输运的热能补充，这必定得出温度向里面单调上升的结论，即恒星内部存在温度梯度，热能总是沿着温度减小的方向通过传导、对流或辐射输运的。同样，在恒星内部，压力和密度也向中心单调增加。上述的在每一点上与引力平衡的压力，其实是指压力梯度，即在某点的压力对该点到中心的径向距离的导数。

传导是电子输运能量的过程，而辐射是光子输运能量的过程。在正常恒星中，一个电子携带的能量虽然可能超过一个光子携带的能量，但是电子的平均自由程，即一个电子在跟其他粒子相互作用之前所移动的平均距离，比光子的平均自由程短得多。以太阳的中心和表面之间的中点为例，在那里光子的平均自由程为10^{-2}米，而电子的平均自由程只有10^{-8}米。这意味着光子比电子容易将能量从恒星内较热的区域向外输运，因此在正常恒星内，与辐射相比，传导作为输运热能的一种方式是不重要的。

对流是一种很有效的输运能量的方式。如果在恒星内部的某一区域内发生了物质的对流运动，那么它就成为该区域内能量输运的主要机制。然而，对流的发生是有条件的，温度梯度必须大于一定的数值，否则对流不会出现。理论计算表明，在晚型星的外层和早型星的中央区域，才会出现物质的对流运动。在没有对

流的情况下，辐射是能量输运的主要机制。

辐射通过物质时，由于与物质相互作用而受到阻碍，使得能量不能迅速向外转移。辐射受阻的程度以物质的不透明度来衡量。凡任何使光子偏离传播方向的过程都对不透明度有贡献。在恒星内，原子对光子的各种吸收过程以及自由电子对光子的散射过程是恒星物质不透明度的主要源泉。携带能量的光子在向外传播的过程中，平均每移动10^{-2}米就遭到原子和自由电子的阻挡，而随机地改变传播的方向，计算表明，它们要闯过比恒星半径大十几个数量级的路程，才能将能量从恒量中心转移到表面，这需要经历10^7年的时间。

物质的对流运动除了输运能量，还有一个重要的作用，就是在上一节已提到的使物质混和。于是，恒星内部对流区中的各层应具有相同的化学成分。与此相反，在辐射为主要输运能量机制的区域，由于没有物质流动，每一层保持着各自的化学成分，如果有核反应在那里发生，各层的化学成分是不同的。

4. 核反应 恒星在其一生的大部分时间中，辐射的能量是由核反应提供的。

原子核由核子——质子和中子——构成，质子带正电荷，彼此排斥。除氢(它的原子核仅由一个质子构成)以外，其他元素的原子核都具有一定的结合能，才能把若干个核子结合在一起。原子核的质量总小于组成它的各个核子的质量之和，两者之差Δm叫做原子核的质量亏损。当核子结合在一起形成原子核时，根据爱因斯坦确定的公式$\Delta E=\Delta mc^2$，Δm转化为能量ΔE释放出来。原子核的结合能在数值上也等于与质量亏损对应的能量。

图8.18大致表示了各种元素的原子核的结合能。横坐标为原子质量数，纵坐标是原子核内每个核子的结合能。结合能曲线有极大，出现在原子质量数56(铁原子核)附近，这表明质量数56附近的原子核在由分离的核子形成时，每个核子受到最大的质量亏

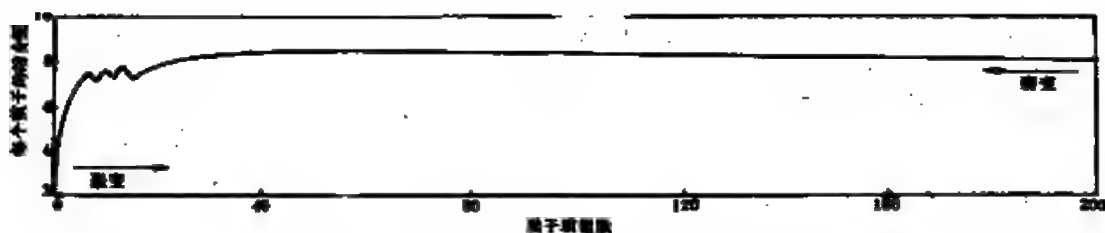


图 8.18 原子核的结合能随原子质量数的变化。
纵坐标以1兆电子伏为单位

损，因而它们是结合得最紧密的原子核。从图8.18看出，通过原子核的转变有两种途径可以释放能量。一种途径是对最重的元素，例如铀，如果它的原子核转变成几个较轻的原子核，由于后者结合得更紧密，质量受到亏损，能量释放出来。这是原子核的裂变过程。另一种途径是由最轻的元素，例如氢，结合成较重的元素，例如氦、碳、氧以至铁，同样，这些新形成的原子核的结合能在增加，因而释放出能量。这是原子核的聚变过程。应当注意，由铁聚变成更重的元素的过程不是放热过程，而是吸热过程，因为比铁更重的原子核结合得不如铁原子核紧密。

恒星内部最重要的原子核转变是氢核聚变成氦核。在§7.2中已阐述了有两种重要的反应能完成氢核到氦核的聚变，它们是质子-质子反应和碳氮循环。这两种反应的结果都是四个氢核聚变成一个氦核，质量亏损$\Delta m=0.0287$原子质量单位。亏损的质量与四个氢核的质量之比可用来量度氢核聚变成氦核时能量产生的效率，它等于0.7%。核反应都很敏感地依赖于反应物质的温度。质子-质子反应的产能率大体上跟温度的四次幂成正比；而碳氮循环的产能率与温度的18次幂成正比。中心温度高于1.6×10^7开的恒星，碳氮循环占优势；中心温度较低的恒星，质子-质子反应是主要的产能机制。当温度低于7×10^6开时，这两种反应都不起作用。

在恒星演化的各个阶段，其他许多核反应也可以发生。例如温度接近2×10^8开时，三个氦核可聚变成一个碳核，并释放出7.27兆电子伏的能量：



$$3\,^4He \longrightarrow {}^{12}C+\gamma, \qquad (8.23)$$

其中γ代表光子。这个反应称为"3 α反应"，因为 α 粒子是氦原子核的别名。碳核又可通过更复杂的反应聚变成氧、钠、镁……。碳之后的反应对恒星能量的贡献是很微薄的，它们主要的作用在于在恒星内部合成了各种化学元素。在§10.6中将阐述这个问题。

恒星内部的核反应常形象地称为"燃烧"，如氢聚变成氦的反应称为氢燃烧，氦的核反应称为氦燃烧。当然这不是通常意义下的燃烧。一种核反应的开始常叫做"点火"。

处于稳定状态的恒星除了达到流体静力学平衡之外，其表面每秒辐射损失的能量必须与内部每秒产生的能量保持平衡。应当指出，恒星通常是有能力通过自身的调整来达到这种热平衡的。如果恒星产生的能量多于从表面逸出的能量，那么超额的能量会引起星体膨胀，接着，内部温度下降，从而使对温度很敏感的核反应的产能率迅速降低，消除了超额的能量，平衡得以恢复。另一方面，如果内部产生的能量偏少，星体就会收缩，引起内部温度升高，核反应的产能率相应增加，直至能量的得失相等。

三、主序星的质光关系的解释

恒星内部结构的研究是由爱丁顿于二十年代奠定了理论基础的，他也是第一个解释主序星的质光关系的人。比较完美的解释需涉及一组微分方程。为了避开数学的困扰，这里仅通过直观的推理和数量级的估计，对光度大的主序星粗略地阐明这个重要的关系。

如前所述，稳定恒星处于流体静力学平衡状态，在星体内的每一点上引力和压力相平衡。气体的压力是由组成气体的各种粒

子的热运动造成的。气团中粒子的热运动趋于使气团分散，而粒子间的引力使气团聚集。因此，引力和压力的平衡相当于气团的引力势能和动能之间达到平衡。恒星的引力势能正比于$\frac{M^2}{R}$，其中M和R分别是恒星的质量和半径。一个粒子热运动的动能与温度成正比，星体内包含的所有粒子的总动能应正比于M和$\bar{T}$的乘积，这里$\bar{T}$代表星体内的平均温度。根据平衡的条件，得

$$\bar{T}\propto\frac{M}{R}.$$

恒星的能量产生于中心区域进行的核反应，然后输运至表面。这种情况类似于水通过管子的流动，水从管子的一端流出的流量随水管中的压力梯度的增大而增加，但随对流动起阻碍作用的水的粘滞性的增大而减小。在星体内考虑一个单位底面积的柱体，从中心延伸至表面，则从该柱体上端逸出的能流应与辐射压力梯度成正比，与物质的不透明度成反比。按照(8.22)式，辐射压力梯度正比于$\frac{\bar{T}^4}{R}$，而单位体积的恒星物质由原子的束缚-自由和自由-自由跃迁引起的不透明度与$\frac{\rho^2}{\bar{T}^{3.5}}$成正比，其中物质的平均密度$\rho\propto\frac{M}{R^3}$。恒星的光度$L$等于通过恒星表面单位面积的能流乘以恒星的表面面积$4\pi R^2$，再利用$\bar{T}\propto\frac{M}{R}$，可以证明

$$L\propto\frac{M^{5.5}}{R^{0.5}}.$$

另一方面，由氢聚变成氦的碳氮循环在单位时间内产生的总能量与$M\rho\bar{T}^{18}$成正比，它必须等于L才能达到热平衡。因此

$$L \propto \frac{M^{20}}{R^{21}}$$

从以上两个关系中消去R，便得理论的质光关系：

$$L \propto M^{5.15}, \tag{8.24}$$

其中的指数比观测的质光关系(8.19)式中第一个的指数大些。同样，还可得到理论的质量-半径关系：

$$R \propto M^{6.7}. \tag{8.25}$$

按照(8.15)、(8.24)和(8.25)式，经过简单的代数运算，得

$$L \propto T^{5.5}, \tag{8.26}$$

这个光度和有效温度之间的关系代表了赫罗图上光度大的一段主序的理论位置。对光度小的主序星，内部的物理状态跟光度大的主序星不尽相同，不能作完全类似的推导。

以上推出的这些关系都依赖于所采用的不透明度和核反应产能率的表达式。从这种很粗略的讨论可以看出，主序星的质量、光度、半径和有效温度确实不是相互完全独立的量，它们之间存在着一定的关系。

§8.7 恒星的自转

自转是星球的一种普遍现象。地球、月球、太阳和太阳系中的各大行星都在自转。通常可以观测太阳和行星圆面上的特征物的周期移动来测定它们的自转。但在望远镜里，恒星的像都是点状的，目前谈不上直接观测象太阳黑子那样的特征物。测定恒星的自转又得借助于光谱分析，利用一种叫做多普勒效应的现象，它对研究天体的运动是十分重要的。

一、多普勒效应

1. 多普勒效应的解释　　物体与观测者的联线叫做视线。一个发出声音（或光）的物体，如果相对于观测者在视线方向上有运动，则观测者接收到的声音（或光）的频率（或波长）与在物体相对于观测者为静止的情况下不同，当物体接近观测者时，频率增高（波长变短）；当物体远离观测者时，频率降低（波长变长）。奥地利物理学家多普勒（C. Doppler）在1842年正确地解释了这一现象，故称为多普勒效应。

星球都是光源。光具有波动性。解释多普勒效应的关键在于光源（其他的电磁辐射源也一样）发射一个光波需要经历一定的时间——光波的周期。如果光源在运动，那么在发射光波的始末，光源处在不同的位置上，这必将引起光波波长的改变。图8.19阐明了这种情况：(*a*)光源相对于观测者为静止；(*b*)光源向着观测者运动，与静止的情形相比，每秒有更多的波通过观测者，光波的波长变短，向光谱区的蓝端方向稍稍位移，称为蓝移（或紫移）；(*c*)光源背离观测者运动，每秒通过观测者的波比静止的情形少，光波的波长变长，向光谱区的红端方向稍稍位移，叫做红移。由此可见，天体光谱中的谱线会因天体相对于观测者在视

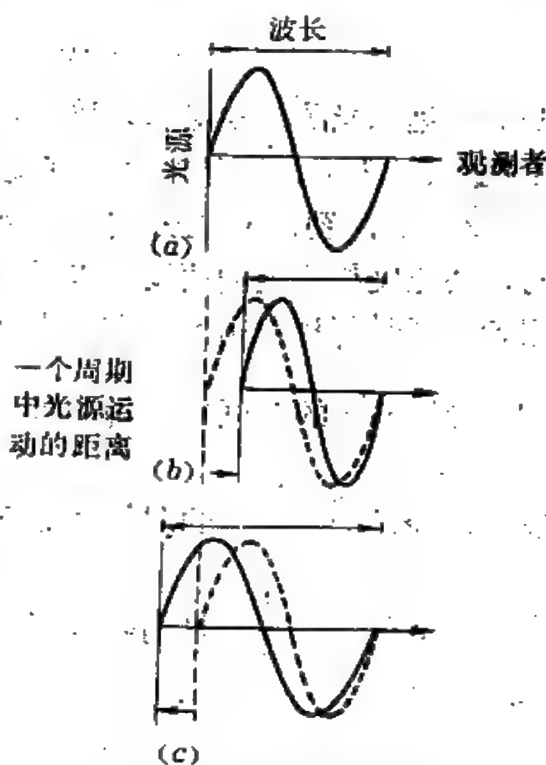


图 8.19　多普勒效应的解释

线方向上有运动而发生位移，这叫做谱线位移，也常称为谱线的多普勒位移。

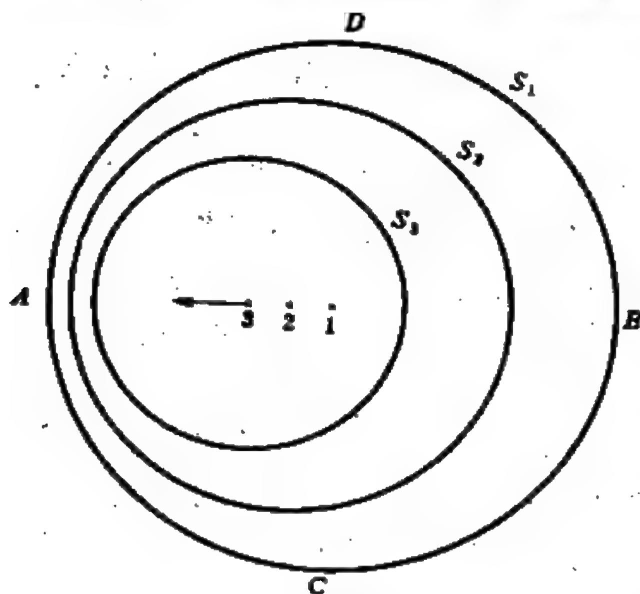


图 8.20 解释多普勒效应的另一种图

图8.20是为了理解多普勒效应而绘的另一种图。1、2、3代表一个运动着的光源在三个不同瞬间的位置，以它们为中心的球面S_1、S_2、S_3分别代表光源在三个瞬间发出的光波。于是，与光源相接近的观测者A观测到的是受到"压缩"的光波，波长变短；远离光源的观测者B接收到"拉伸"的光波，波长变长；对于观测者C和D，则基本上没有观测到波长的变化。

2．多普勒效应的公式　　物体相对于观测者在视线方向上的运动速度称为视向速度，以V_r表示。若光源以速度V_r离开观测者，同时每秒发出n_0个波，假如这些波的第一个在距离d处发出，经过$\frac{d}{c}$的时间到达观测者，则最后一个将从距离$d+V_r$处发出，经过$\frac{d+V_r}{c}$的时间才能到达。这样，观测者不是在1秒内，而是在$1+\frac{V_r}{c}$秒内收到了n_0个波，因此对观测者来说，光波的振动频率不是n_0，而是n，其值为

$$n=\frac{n_0}{1+\frac{V_r}{c}},$$

相应的波长是

$$\lambda=\frac{c}{n}=\frac{c\left(1+\frac{V_r}{c}\right)}{n_0}=\lambda_0+\frac{V_r}{c}\lambda_0,$$

其中λ_0是光源发出的光波的波长，λ 是观测者接收到的波长。上式改写成

$$\lambda-\lambda_0=\frac{V_r}{c}\lambda_0, \qquad (8.27)$$

或记$\lambda-\lambda_0=\Delta\lambda$，则

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}=\frac{V_r}{c}. \qquad (8.28)$$

(8.27)或(8.28)式就是表示多普勒效应的公式。当光源远离观测者时，$\Delta\lambda>0$，V_r 取正值；当光源接近观测者时，$\Delta\lambda<0$，V_r取负值。(8.27)或(8.28)式也同样适用于后一种情况。

二、恒星自转的测定

1．测定恒星自转速度的原理 1877年，阿布内（W.de.W.Abney）首先提出，在一些恒星的光谱中谱线很宽，可能是由自转引起的。他正确地指出，恒星光谱实际上是由恒星朝向观测者的半个表面上的各部分发出的光组合而成的，由于多普勒效应，星面上远离观测者转动的部分发出的光的波长应增加，而接近观测者转动的部分发出的光的波长应减小，合成的结果谱线致宽了。

阿布内的设想后来成了天文学家测定恒星自转速度的原理，现用图8.21加以阐明。首先考虑恒星的自转轴与观测者的视线垂直的情况（观测者在垂直于图面向着读者的方向），设想将恒星圆面平行于自转轴划分成若干个狭条（图8.21*a*），每一狭条都产生了一条谱线，其强度正比于狭条的面积。如果恒星不转，各个狭条产生的谱线重叠在一起，观测者获得的是一条窄而深的谱线。如

果恒星按逆时针方向旋转，则狭条1—4朝向观测者转动，谱线蓝移，波长比恒星不转时短，变短的程度对各个狭条不一样：位于圆面边缘的狭条1，其转动速度在视线方向的分量最大，谱线向蓝端位移最大；接近圆面中央的狭条4，转动速度几乎与视线垂直，谱线几乎保持正常的位置。狭条5—8的情况类似，不过它们背向观测者转动，谱线红移，波长变长。这八个狭条形成的、波长受到变化的谱线在强度-波长图上叠加的结果就是图8.21b中虚线所示的宽而浅的谱线轮廓。

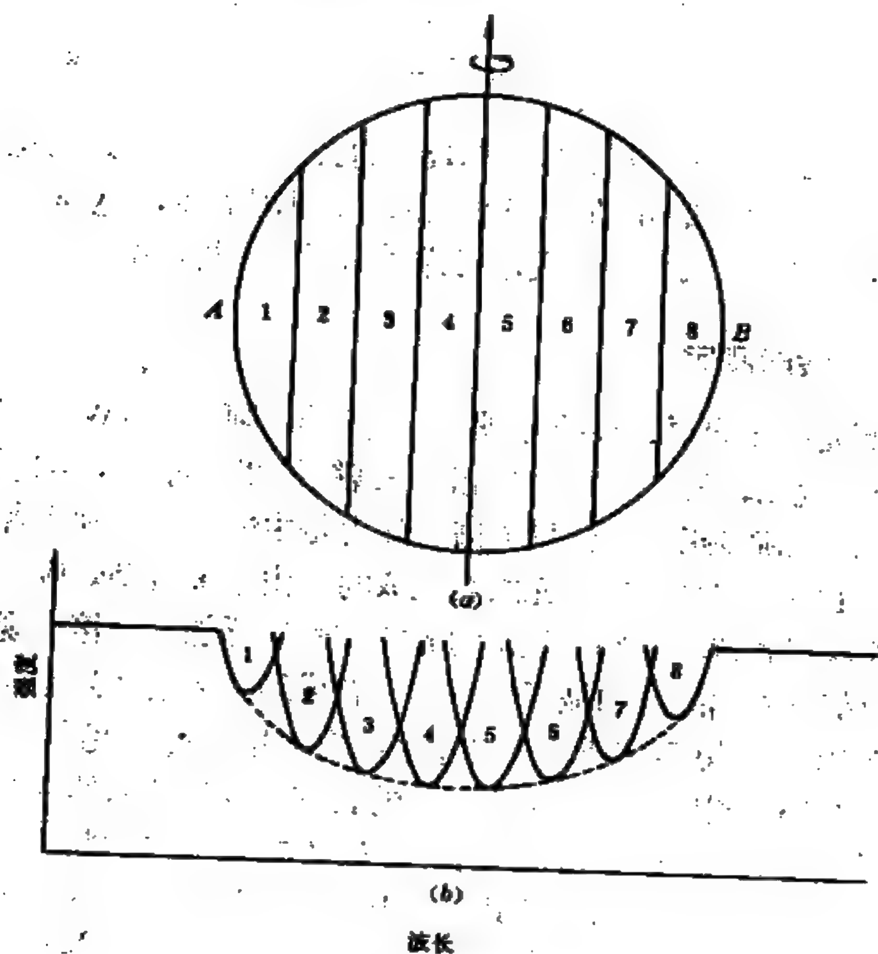


图 8.21 恒星自转使谱线致宽

1929年，苏联天文学家沙因(Г.А.Шаин)和美国天文学家奥托·斯特鲁维(O.Struve)合作，详细研究了由谱线轮廓确定自转速度的方法。对于自转速度不同的数值，计算出一系列理论的谱线轮廓。将观测得到的谱线轮廓与理论轮廓相比较，便可确定自转速度。比较简单但精度较低的方法是直接测量谱线的宽度，因为受自转致宽的谱线的宽度是由恒星圆面上接近和远离观测者部分的转动速度在视线上的最大分量决定的。图8.21 *a* 中位于圆面边缘的赤道上的 *A* 和 *B* 点的转动速度与视线平行，在视线上的分量就等于恒星赤道自转速度，它决定了谱线的宽度。

在一般的情形下，恒星的自转轴与观测者的视线并不垂直，两者相交成任意的角度 i，如图8.22所示。在该图中，赤道上的 *A* 和 *B* 点在观测者看来位于恒星圆面的边缘，这两点的赤道自转速度 v 在视线上的分量等于 $v\sin i$，叫做视自转速度。于是，通过测量谱线的轮廓或宽度得出的是 $v\sin i$。交角 i 通常是无法确定的，因而自转速度 v 不能求出。但对于数目足够多的同一类恒星(例如光谱型相同)，如果它们的自转轴在空间的取向是无规则的（这通常是一个合理的假设），那么平均自转速度 $\bar{v}$ 和平均视自转速度 $\overline{v\sin i}$ 之间有如下的关系：

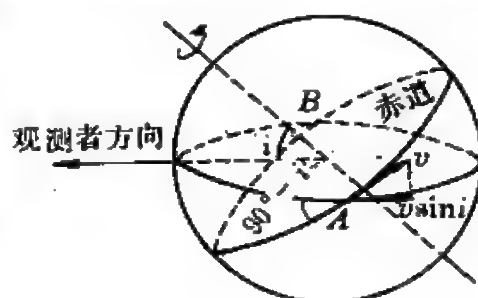


图 8.22 恒星的自转轴与观测者的视线相交成 i 角的情形

$$\bar{v}=\frac{4}{\pi}\,\overline{v\sin i}, \tag{8.29}$$

利用这个关系，就可以从各类恒星的视自转速度的观测资料算出它们的平均自转速度。

2. 恒星自转的发现　然而恒星自转的发现最早却纯属偶

然。1909年，施莱辛格(F.Schlesinger)在美国阿列根尼天文台观测了分光食双星天秤 δ，他注意到在这个食双星食甚前后的瞬间，对应的视向速度曲线上出现了"扭曲"(图8.23b)：食甚之前，视向速度超过预期的数值，而食甚之后，低于预期值。他断定那个被掩食的较亮的子星在自转。在食甚前后偏食的时刻，恒星圆面露出的一小部分对于自转轴是不对称的，结果谱线不是被致宽，而是有额外的红移(图8.23a中位置甲，星面露出的部分由于自转在离开观测者)或蓝移(位置乙，星面露出的部分在接近观测者)，叠加在较亮的子星作双星轨道运动的视向速度上，便产生了视向速度曲线上的"扭曲"。图8.24是根据食双星仙王U的视向速度观测资料绘出的一个实例，视向速度曲线上的"扭曲"十分明显。

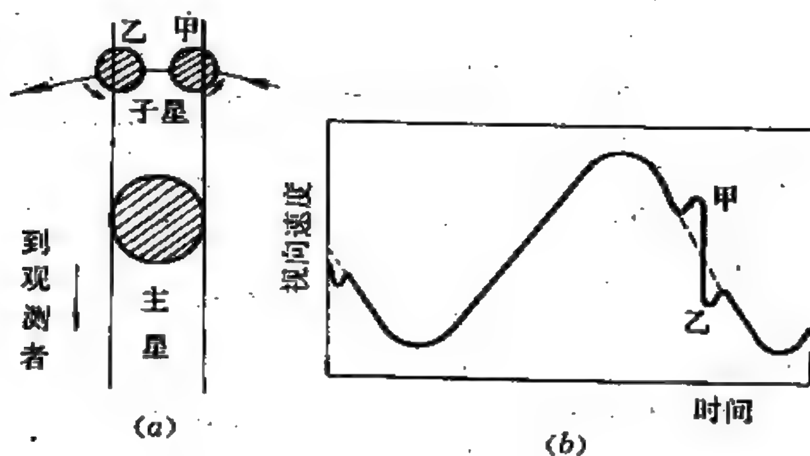


图 8.23 从食双星的观测发现恒星自转的示意图

施莱辛格的发现是除太阳之外第一个令人信服的恒星自转的证据。一年以后，他又发现食双星金牛 λ 有类似的现象。但这种现象只有很少的食双星才会出现。测定恒星自转的普遍方法仍是分析谱线的轮廓或宽度。

3. 测定结果　对各种光谱型的主序星测得的平均自转速

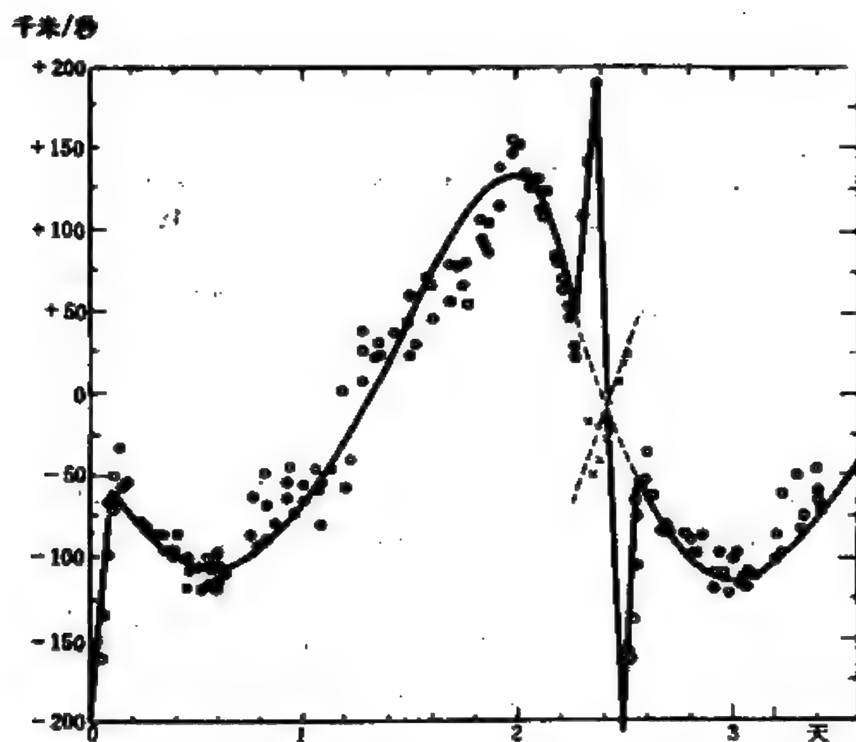


图 8.21 仙王U 的视向速度曲线

度列在表8.7中。数据表明，主序星自转速度的总趋势是沿主序下降：最热的O 型和B 型星自转速度平均达200千米/秒左右，而G型星自转慢得多，平均不足20千米/秒。但在密近双星系统（见§9.13)中的晚型星自转很快的却屡见不鲜。光谱中有发射线的B型星——B 型发射星的自转速度很大，达400千米/秒左右（见§9.3)。

表 8.7 主序星的平均自转速度

光谱型	O5	B0	B5	A0	A5	F0	F5	G0
$\overline{v}$(千米/秒)	190	200	210	190	160	95	25	12

第九章　变星、致密星和双星

§9.1　变星的分类

一、变星的发现和观测

凡亮度有变化的恒星，不论其变化原因是属于内在的物理原因，还是外界的几何原因（如双星中两子星的掩食），都称为变星。由于星的亮度的测定依赖于所用探测器（肉眼、照相底片、光电管、电荷耦合器件等）的灵敏度，变星和亮度固定的星之间的界限并不是很明确的。随着观测仪器的不断改进，变星越来越多，如果有朝一日能十分精密地测量星的瞬时的亮度，它们大概都会显现出亮度的微小起伏，在多数情况下，这仅仅是恒星大气中的气体湍流运动的反映。对研究恒星结构有重要价值的无疑是变幅较大或具有一定规律性的亮度变化。从天体演化的观点而言，所谓“变”和“不变”都只是相对的，每一个天体都在演变着，因此没有一颗星的亮度能永远保持固定。这里所说的亮度变化是指在人们的观测时间，譬如几年、几天或更短的时间内所发生的。变星的广义的定义应是物理性质随时间变化的恒星。有些恒星亮度虽然没有变化，但其他物理性质有变化的或光学波段以外的电磁辐射有变化的也归入变星之列，如光谱变星、磁变星、红外变星、X射线新星等。

有些恒星的亮度变化是能够用肉眼察觉的，其中新星和超新星（见§9.5和§9.6）的出现尤其引人注目。除新星和超新星以外，最早发现的变星是鲸鱼 o（蒭藁增二），1596年法布里休斯(D.

Fabricius)注意到该星时隐时现。过了60多年，确定它的亮度变化有大约11个月的周期。1667年，蒙塔纳里(G.Montanari)发现英仙β是变星。1784年，古德里克(J. Goodricke)发现仙王δ的光变，……。然而，在很长一段时期内，发现的变星数目增加十分缓慢，1844年，在阿格兰德(F. Argelander)列的表上只有22颗变星。经过约翰·赫歇耳等人有系统的观测，变星发现的数目才较快地增加。1865年，钱伯斯(G.F.Chambers)已列出了113颗变星。到1900年，变星总数达700颗。

本世纪以来，观测技术的发展大大改进了变星的研究。经长时间曝光，在一张天文照相底片上可以拍摄下几千颗暗弱的星像，然后用闪视镜比较在相同条件下，在不同时间拍摄的同一天区的照相底片，便能找出星像的大小有变化的星。通过光瞳光度计测量星像的大小，定出星的亮度。利用光电测光技术测量星的亮度，精度已达到0.001ᵐ，为仔细研究恒星亮度和颜色的变化创造了条件，结果发现了许多亮度只有微小变化的"微变星"（包括太阳在内）。全天的亮星中，如果精密测量，至少有三分之一是变星。分光测量提供了变星的物理性质的重要信息，从光谱中出现的吸收线或发射线，可以获得变星的有效温度、光度、化学成分等数据，而根据谱线的多普勒位移，可以研究变星星体的膨胀和收缩。

本世纪内发现的变星的数目激增。为了及时收集新发现的变星，从1927年开始，德国柏林巴贝斯堡天文台每年出版一本变星表。1943年以后，这种变星表不再出版。第二次世界大战后，编制变星表的任务由国际天文学联合会委托苏联天文委员会担任。1948年，苏联出版了一本《变星总表》，载有10912颗变星的位置、星等、光变幅度、光谱型、类型等资料。《变星总表》每隔10年左右再版一次，每年出版一本补充表。1985年开始陆续出版的第四

版(分四卷)中收集了到1982年为止发现和命名的 28450①颗变星和变光体，有书籍和磁带两种形式。

二、变星的命名

变星被发现并经证实后，便要定名，编入表内。如果变星原来有专名(如参宿四)或有希腊字母表示(如仙王δ)，则仍然保留原来的符号(这种星一般都是各个星座里较亮的星)，否则就以国际上采用的、由1844年阿格兰德建议的变星命名法定名。这种命名法用大写的拉丁字母加上星座名作为变星的符号。对于每一个星座，按变星发现的顺序，从字母R开始依次命名，到字母Z，然后用两个字母，从RR，RS起到ZZ，再用前面的字母AA，AB，…，一直到QZ。其中字母J完全不用，共用25个拉丁字母，共有334个符号。这些符号的顺序如下：

1，2，　9，10，11，　18，　19，　20，　26，
R，S，… Z，RR，RS，… RZ，　SS，　ST，…SZ，
27，　54，55，56，　79，　80，81，　　334。
TT，… ZZ，AA，AB，…AZ，BB，　BC，… QZ。

有些星座中变星很多，334个符号不够用，再发现的变星以V 335，V 336，…加上星座名作为符号。

对于还未完全证实的变星，发现它们的天文台可以先给予临时符号。例如，美国哈佛大学天文台以HV加上一个顺序数字，德国班贝尔格天文台以BV加上一个顺序数字，做为临时符号。待亮度变化完全证实以后，再换上拉丁字母的正式符号。

三、变星的分类

在已发现的2万多颗变星中，作过光谱观测的仅占25%左右，

---

① 这是该表第四版第一卷序言中给出的数据，本书作者后来收到该表编者之一提供的数据为28435。

多数变星只作过测光观测。因此,亮度随时间变化的曲线(光变曲线)是变星最基本的资料。光变曲线由它的形状、亮度极大到极小的变幅以及周期(如果变化是规则的)来描述。变星分类首先依赖于光变曲线,其他一些性质,如绝对星等和光谱型(即在赫罗图上的位置)、在银河系内的分布和运动,也需考虑。

变星按其光变的原因是内在的或外在的可以分成内因变星和外因变星。前者的光变是光度的真实变化,光谱和半径也在变,又称物理变星。而后者的光度、光谱和半径不变,它们是双星,光变的原因或者是由于一颗子星被另一颗子星周期地掩食,或者是

表 9.1 内因变星的分类

光变性质	类型	次型	符号
脉动	长周期造父变星	经典造父变星 室女W型星	DCEP(C) CW
	短周期造父变星	天琴RR型星 仙王β型星	RR BCEP(βC)
	矮造父变星	盾牌δ型星	DSCT(δSc)
	长周期变星	蒭藁型星	M
	半规则变星	半规则变星 金牛RV型星	SR RV
	不规则变星	不规则变星	I
爆发	灾变变星	超新星	SN
	激变变星	新星 再发新星 类新星变星 矮新星{双子U型星 矮新星{鹿豹Z型星	N NR NL UG UGZ(Z)
	猎户座变星	金牛T型星 御夫RW型星	INT(T) IT(RW)
	耀星	鲸鱼UV型星	UV

由于子星形状相对于自转轴不对称，可见的发光表面的大小随星在轨道上的位置而变化（见§9.10中的椭球双星）。外因变星又称几何变星或光学变星，它们将安排在本章后面的食双星中讲述。

内因变星约占变星总数的80%。根据光变的原因，内因变星分为脉动和爆发性质迥异的两大类。脉动变星约占内因变星总数的90%，光变是由星体脉动引起，按照光变曲线的形状和周期的长度，分成若干类型。爆发变星的光变是由一次或多次的周期性爆发引起，即光变跟物质的抛射相联系，按照爆发的特征划分若干类型。有些类型再可细分为若干次型。变星种类繁多，表9.1列出了分别属于脉动和爆发性质的变星的主要类型和次型。次型的

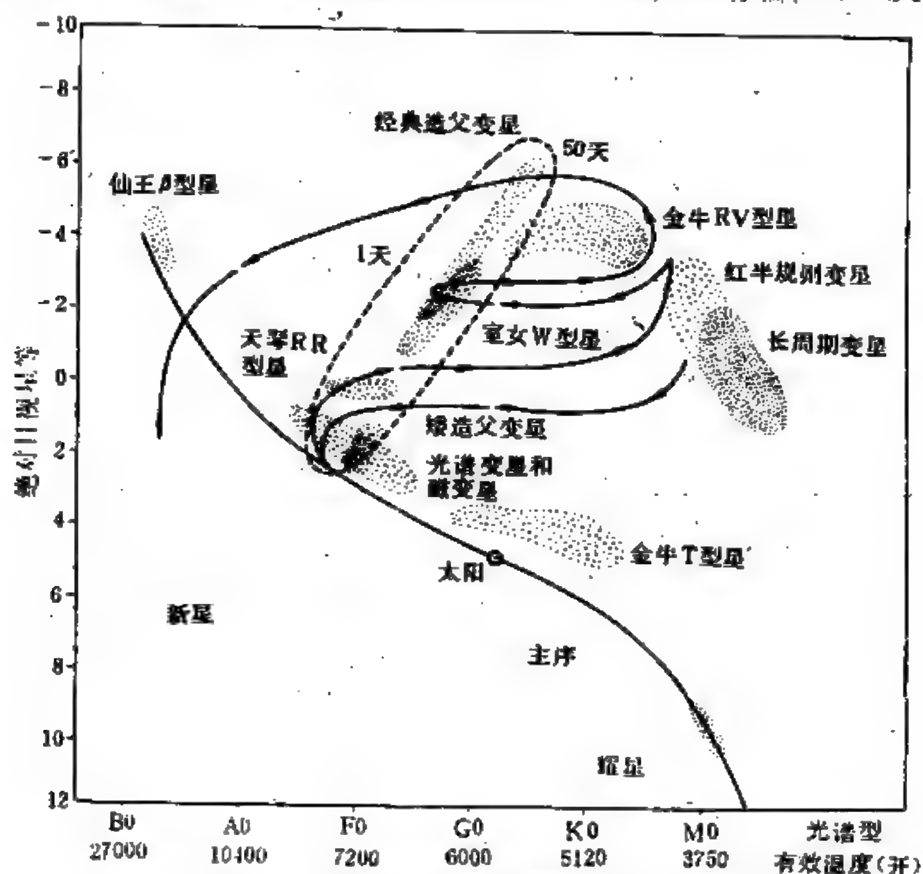


图9.1 几类内因变星在赫罗图上的位置以及一个质量为 $2M_{\odot}$ 的恒星的演化轨迹

名称常取自同类变星中原型或典型星的符号。应当指出，一个完备的分类必须建立在对光变的物理原因透彻了解的基础上，然而，如今对变星的认识还未达到这种境界。现在的分类法并不是完美的，有些变星在这种分类法中还没有立足之地，有些变星在不同的文献中分类不统一。表9.1的最后一栏列出了《变星总表》第四版中采用的次型的符号，括号内注出的是以往文献中常见的符号。

恒星在演化过程中光度和有效温度逐渐改变，在赫罗图上描出了演化的轨迹。为了弄清不同类型的变星处于恒星演化的什么阶段，将变星标在赫罗图上，并与理论上算出的恒星演化轨迹相对照是很有意义的（图9.1）。在以下几节中，将大体按照演化阶段的先后，介绍一些主要类型的变星。

§9.2 猎户座变星和耀星

一、猎户座变星

猎户座变星主要包括金牛T型星和御夫RW型星，也有星云变星之称。它们是不规则的爆发变星，常在星云的区域中观测到。

1. 金牛T型星　1945年，乔伊（A. H. Joy）观测到金牛座暗星云内11颗光谱中有H_α发射线的变星，它们都跟星云状物质紧密相联，其中最有代表性的是金牛T。在尔后的物端棱镜巡天观测中，通过搜索光谱中有H_α发射线的特征，发现了更多的同类变星。到1962年，已编目的亮于14.5^m的这类变星有126颗，到七十年代，总数增加到约300颗左右。

金牛T型星的视亮度都较暗，最亮的金牛RY亮度极大时的目视星等为8.6^m。这类变星光变不规则，星等变幅一般为1^m～3^m。以原型金牛T为例，在不同时期，亮度变化差别很大。目视星等变化的最大范围在9.4^m和13.1^m之间，变幅达3.7^m；有

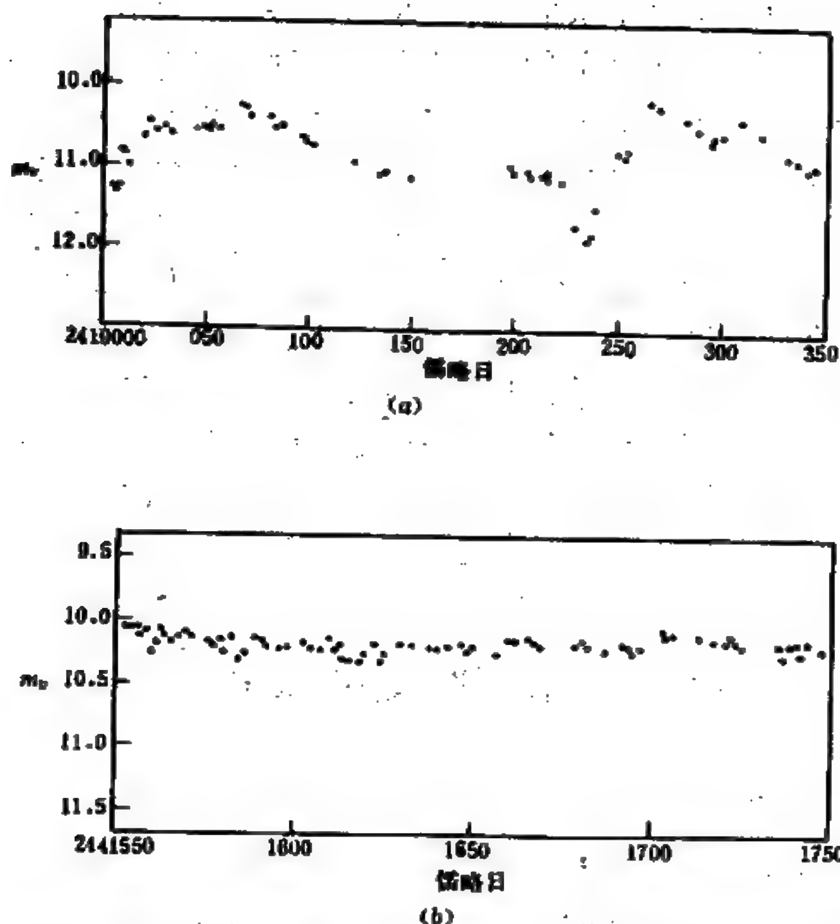


图9.2　金牛T 的光变曲线。(*a*)1910年12月～1911年11月的测光资料，星等变幅较大；(*b*)1972年7月～1973年3月的测光资料，星等变幅很小

时变幅不到0.5ᵐ（图9.2）。仔细考察光变曲线，发现光变至少由两部分组成：周期约100天的缓变部分和周期1～5天的快变部分。

金牛T型星的质量估计为0.3～3.0$M_\odot$，半径和光度分别在1～5$R_\odot$和0.6～86$L_\odot$的范围内。根据光谱中的吸收线定出的光谱型是F、G和K型。在赫罗图上这类变星分布在靠近主序，但在主序之上的一个较宽的区域内（见图9.1）。光谱中的谱线相当宽，如果是由自转引起，则$v\sin i$大致相当于50千米/秒，但也可能是由大气内大规模的气团运动所造成。

所有这类变星的吸收线光谱上都叠加了HⅠ、CaⅡ和其他一

些元素的发射线，在光谱的紫区有连续发射。光谱中还出现氧、硫、铁和钛产生的很弱的禁线，这种谱线在地上实验室以及稠密的恒星大气的条件下是不可能产生的，而只能在物质密度十分低的区域(如日冕、星云)中形成。

恒星光谱中出现发射线和禁线是恒星存在十分延伸的大气或恒星近旁存在有物理联系的星云状物质的一种十分可靠的信号(见§10.3中的解释)。观测表明，金牛T型星总是跟亮的或暗的星云在一起，多数位于星云的边缘，少数埋藏在星云的中央。在很多情形中，星云的形状似彗星，这些彗状星云的亮度和结构也在随时间变化，表明它们和近旁的变星有物理联系。这类变星有较强的红外辐射，与黑体辐射或由原子的自由-自由跃迁产生的连续发射的能量分布形式不同，红外辐射能量随波长的分布非常平坦，很可能来源于近旁星云内石墨和硅酸盐之类的微粒的辐射。

许多金牛T型星光谱中的谱线有蓝移，根据多普勒效应，表明星在向外抛射物质，抛射速度达300千米/秒左右。从抛射速度和谱线强度估计物质抛射的数量为每年$10^{-7}M_{\odot}$。在金牛T型星中，有一类占少数的名叫猎户YY的次型，它们的谱线却向红端移动，表明星在吸积物质。按照现在普遍接受的恒星是由星云物质引力收缩而形成的观点，猎户YY型星是十分年轻的，仍处于星云物质向里下落的阶段，而对于多数的金牛T型星，吸积物质业已停止，由于某种原因转变为抛射物质。

在有光谱资料的金牛T型星中，大多数有LiI 波长670.8纳米的很强的谱线，由谱线强度计算出这类变星的大气内锂的丰度至少比太阳大两个数量级，跟球粒陨石和星际物质中锂的丰度差不多。对一些比太阳年轻的G型和M型矮星的光谱分析，也得出锂的丰度比太阳高。

在银河系中金牛T型星分布在一条与银道面[1]平行的相当宽

① 关于银道面，见§11.1。

的带内，主要集中在御夫、英仙、金牛、猎户和蝘蜓星座。它们成群集结，是T星协(见§10.1)的主要成员。有人推算，在距离太阳一千秒差距之内这类变星大约有12000颗，而整个银河系内的总数达10^6颗。

金牛T型星总是和星云状物质在一起，拥有过分丰富的锂以及组成了T星协等事实，表明它们是非常年轻的恒星，处在通过引力收缩向主序星演变的阶段(见§10.5)，是主序前的变星，在恒星起源和演化的研究中占有重要的地位。

2．御夫RW型星　特征与金牛T型星相近，它们同样常和星云状物质相联系，十分年轻，处于主序前的演化阶段。这类变星光变不规则，亮度极大和极小的出现完全不能预言，光变曲线跟金牛T型星略有差异。御夫RW型星的亮度长期保持在中间状态，伴有小的涨落，很少观测到它处于极大或极小状态。它们的光谱与金牛T型星不同，发射线不是普遍存在的，只出现于一部分星的光谱中。光谱型的分布范围很广，从B型至K型，但以G和K型占多数。它们的质量约介于2～3.5$M_{\odot}$之间。

二、耀星

1924年，赫茨普龙在查看他拍摄的船底座方向的底片时，偶尔发现一颗暗星——船底DH——的亮度增加了近两个星等，他仔细比较了以前获得的这颗星的底片，得出亮度是在非同寻常地短的时间间隔内增加的结论，并且意识到这一现象与新星不同。赫茨普龙的发现当时在天文学界并未引起注意。过了二十多年，雷登(W.J.Luyten)在1948年发现鲸鱼UV在三分钟内亮度增加了12倍，这是一种很特殊的现象，即使超新星爆发，亮度在三分钟内增加还不到5%。在雷登的发现之后，开始了有系统的搜索，有亮度突变——称为耀亮——的星接连发现。1959年，国际天文学联合会正式承认有耀亮的星为一种新类型的变星，称为耀星。后来，

天文学家经过细致研究，规定亮度增加率必须达到每分钟0.3^{m}以上者才能算是耀星。

在太阳邻近已发现了约100颗耀星，其中至少有一半是双星的成员，由于最典型的是鲸鱼UV，故又称鲸鱼UV型星。这100颗左右的鲸鱼UV型星中，离太阳的距离几乎都不超过20秒差距。最近的是半人马V645(即比邻星)，距离1.31秒差距。鲸鱼UV的距离为2.7秒差距。距离在20秒差距以外的这类变星，视亮度太暗，难以仔细观测。如果它们在银河系内的分布是均匀的，则总数应有10^8颗。鲸鱼UV型星都是光度非常低的红矮星，光谱型绝大多数属M型，属于K型的不足10%，在赫罗图上位于主序的下端(见图9.1)。

鲸鱼UV型星的主要特征是亮度有时在几分钟甚至几秒钟内突然增加十分之几至几个星等，个别的可达10个星等，而亮度下降稍缓慢，经过几分钟至几十分钟后回复到正常状态(图9.3)。在射电和X射线波段也观测到了耀亮。耀亮的出现是无规则的。对

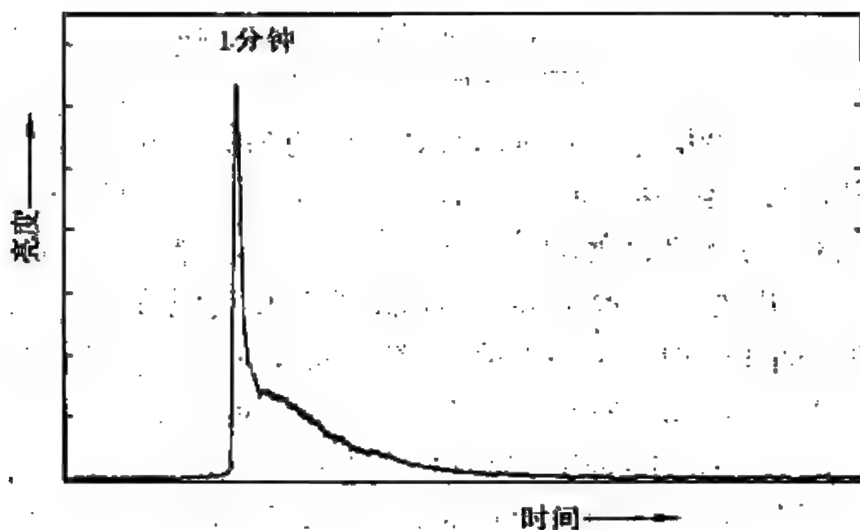


图 9.3　1972年10月17日鲸鱼UV一次耀亮时在可见光紫区的光变曲线

个别鲸鱼UV型星已进行的光学、射电和X射线波段的联合观测表明，这三个波段的光变曲线具有如图9.4所示的相对形状：X射线耀亮的时间间隔最短，射电耀亮最长，就耀亮开始的时刻而言，射电波段最早，光学波段其次，X射线波段最迟。耀亮的频数与星的光度有关，对于最暗的星(如狮子CN，鲸鱼UV)，在可见光紫区平均每小时有3～4次耀亮；而对于最亮的星(如双子YY，武仙EQ)，平均四小时才有一次。于是，光度越小的星耀亮越频繁。

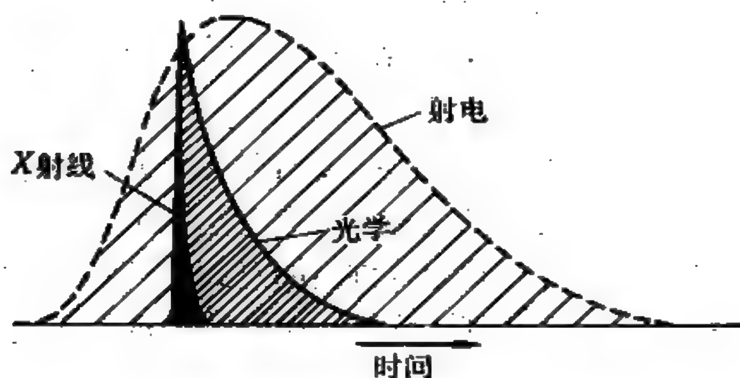


图 9.4 鲸鱼UV型星耀亮时在光学、射电和X射线波段的光变曲线的相对形状

鲸鱼UV型星在宁静时期有效温度约为3000开，光谱中有HⅠ和CaⅡ的发射线；耀亮时，光谱中还出现了HeⅠ和HeⅡ的发射线，紫区连续光谱显著增强，吸收线几乎全部消失，相应的温度超过10000开。根据耀亮时亮度变幅的数据以及温度升高引起的星面上单位面积辐射能量的增值，估算出耀亮应发生在约占星面1%的区域里，这与太阳耀斑发生在日面上很小的活动区内很相似。

除了太阳邻近的耀星(鲸鱼UV型星)之外，在一些年轻的星协和疏散星团中已发现了约1000颗有耀亮的变星，这些耀星中有一部分证认为金牛T型星和御夫RW型星，它们是诞生不久的星，比鲸鱼UV型星更年轻。

观测资料表明，耀亮是年轻恒星所特有的现象。虽然耀亮与太阳耀斑有相似之处，但两者之间差别应很大。一个太阳耀斑释放的能量不超过太阳正常辐射能量的 1 %，而当耀星耀亮时，如果亮度增加2^m～3^m，则在几分钟内释放的能量就超过正常状态辐射能量10倍左右。因此耀星耀亮的相对规模远比太阳耀斑大。有些大的耀亮，如小犬YZ曾出现的，释放的能量达6.6×10^{27}焦，比太阳耀斑释放的能量大得多。太阳是一颗中年恒星，它早已过了耀亮活动的年代，取而代之的是相对规模小得多的耀斑活动。

对个别的早型星和大熊W（见§9.14）等类型的双星也观测到了耀亮活动，但资料还很少，有的文献中称之为非经典的耀亮活动，而把具有晚型光谱的鲸鱼UV型星的耀亮称为经典的耀亮活动，以示区别。

§9.3 早型发射星和A型特殊星

早型发射星（或称早型发射线星）是指光谱中有发射线的O型和B型星。通常的恒星光谱是在连续光谱上叠加了吸收线，连续光谱和吸收线都是在恒星表面厚度不超过恒星半径的千分之一的薄层内形成的。然而，对于光谱中出现发射线的恒星，标志着它们拥有延伸大气。所谓"延伸"大气是指厚度与恒星半径差不多、甚至大大超过的大气，实际上它已不能用恒星表面的一个"层"来描述了，而是介于恒星内部和星际物质之间的一个过渡"区域"。在这种稀薄的延伸大气中，由于不存在明亮的连续辐射背景，原子在某些波长上的辐射才得以显露出来，形成了发射线。早型发射星包括沃尔夫-拉叶星、Of型星、天鹅P型星和B型发射星，它们的光谱各有不同的特征。A型特殊星是A型星中具有特殊光谱的一类，光谱中一些吸收线的强度呈周期性变化，它们往往拥有很

强的并且变化的磁场。早型发射星和A型特殊星跟脉动变星或爆发变星不同，它们最显著的特征是光谱的变化或磁场的变化，而不是亮度的变化，虽然它们之中有一些星亮度也有变化，但变幅一般较小。由于它们在性质上与典型的内因变星差别很大，在一般讲述变星的书籍中不作介绍，而把它们纳入诸如有延伸大气的星、与磁场有关的星之类的专著中论述。但按照现代关于变星的广义的定义，凡光谱或磁场有变化的星也可归入变星之列，所以本节介绍早型发射星和A型特殊星仍归在变星的范畴内。

一、沃尔夫-拉叶星

1867年，法国天文学家沃尔夫(C.J.E.Wolf)和拉叶(G.Rayet)发现天鹅座中三颗八等星的光谱内有许多很宽的发射线。此后，具有类似光谱的星称为沃尔夫—拉叶星，符号为WR或W。迄今在银河系和几个邻近的星系中总共发现了约250颗。由于它们的光谱特征容易从物端棱镜的巡天底片中鉴别出来，因此至少到星等12^m或13^m为止，已知的这类星的数目大概已是齐全的了。视亮度最亮的WR星是船帆γ^2，视星等为1.7^m。

WR星的光谱几乎全部由发射线组成，而发射线叠加在与O型或B型星相似的连续光谱上，有的光谱中出现很少的吸收线，它们总是位于发射线短波长的一侧。发射线非常宽，宽度可大到几个纳米甚至10纳米。如果谱线是因大气中气团运动的多普勒效应而致宽，则对应的运动速度应为10^2千米/秒数量级至2000千米/秒左右。在所有的WR星的光谱中，HeⅠ和HeⅡ线很强，然而有些光谱中出现很强的电离氮线，在另一些光谱中有很强的电离碳和电离氧线。据此，WR星分成两个次型：氮序和碳序，分别记为WN和WC。图9.5中给出了两颗分别属于WC型和WN型的WR星在蓝区的光谱。与普通O型和B型星大气中元素的丰度相比较，WR星大气中氢的含量少50～150倍，WN型星氮的含量超出50～100倍，

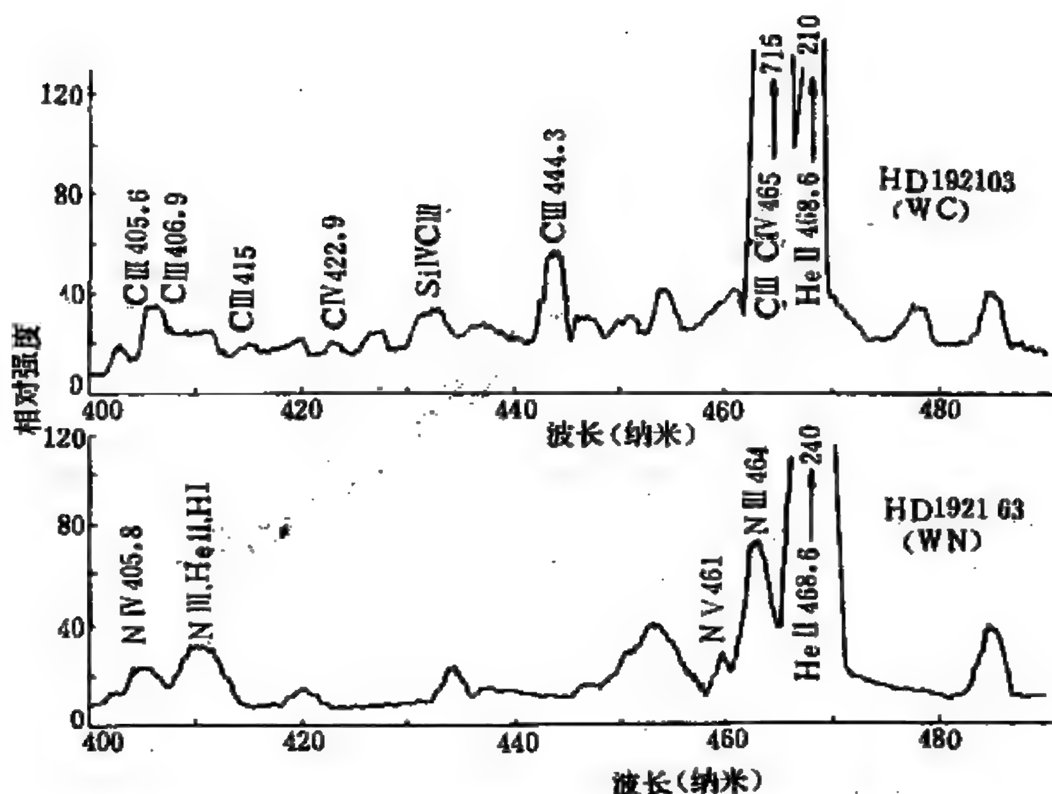


图 9.5 WR星HD192103(WC型)和HD192163(WN型)在蓝区的光谱

而WC型星碳的含量超出400～700倍。

大多数WR星缺乏精确的距离数据，它们的光度难以准确测定。但对位于大麦哲伦云和银河系内一些星协中的WR星，由于距离已知，较可靠地估计了它们的绝对目视星等M_v为-4^m左右，但弥散很大。有一些行星状星云(见§10.3)的中央星具有WR星类型的光谱，这种WR星的光度低得多，M_v在4^m和0^m之间。WR星的有效温度也难以精确测定，不同的次型相差较大，大致在30000开左右，但出现在行星状星云中央的WR星的有效温度更高，多数接近100000开，只有小部分为30000开左右。已知恒星的绝对目视星等和有效温度的数据，可以计算出它的绝对热星等M_b。对于WR星，如果再考虑到由于大量抛射物质所消耗的机械

能，则表征它们每秒释放的能量的M_b为$-9^m \pm 2^m$。在赫罗图上WR星位于主序之上(图9.6)。

有些WR星是双星的成员，可以估计它们的质量，数值为$10M_\odot$左右，但行星状星云中央的WR星的质量又相差很大，约为$1M_\odot$。用不同方法估计的WR星的半径弥散很大，从$3R_\odot$至$40R_\odot$。在WR星的延伸大气内，产生发射线的区域约比产生连续光谱的区域大四倍。

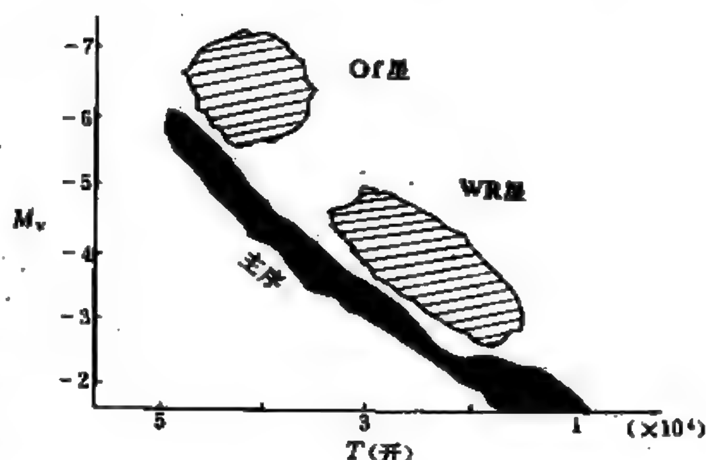


图 9.6　WR星和Of型星在赫罗图上的位置

许多银河系中的WR星位于星云内，星云的直径2～18秒差距，但大麦哲伦云中与WR星在一起的星云直径大得多，最大的可达200秒差距，两者之间差别的原因不清楚，也许仅是观测"选择性"的反映。

根据谱线轮廓的分析，表明WR星有很强的星风，即有大量物质从星面逸出，而且星风向外加速。对不同的WR星估计的质量损失率为10^{-5}～$10^{-4}M_\odot$/年。这样大的质量损失率必定不能维持很久，说明WR星年龄不大，它们的初始质量应在$25M_\odot$以上，经几百万年不断地损失物质，降低到目前的质量数值。由于大质量恒星演化很快，寿命短，尽管WR星年龄不大，但已经历了大半生，处在主序后的演化阶段，氢已大量燃烧掉，在核心，甚至在接近星面的壳层中，正在燃烧的是氦。

二、Of 型星和天鹅P型星

1. Of 型星　这类星的光谱与普通O型星相似，吸收线跟O3至O9型光谱相匹配，不同的是它们的光谱中有N Ⅲ波长463.4、464.0、464.1纳米以及He Ⅱ波长468.6纳米的强发射线。O f型星的有效温度介于30000开和55000开之间，绝对热星等在-8.7^m和-12^m的范围内，在赫罗图上位于主序之上，与WR星相邻（图9.6）。Of型星也有相当强的星风，质量损失率为$10^{-6}\sim10^{-5}M_\odot$/年，小于WR星，但比相应的普通O型星的质量损失率大4～100倍。Of型星与WR星之间的区别不很显著，后者的大气也许比前者更延伸。Of型星也出现在一部分行星状星云的中央。

2. 天鹅P型星　天鹅P是一颗相当令人迷惑的星，不同的研究者曾经把它分别归入新星、WR星、B型发射星、密近双星等不下10种不同的类型。对这颗星的观测已逾四个世纪。在1600年，有人发现天鹅P突然增亮3^m，引起了注意。它最亮时的绝对热星等达-11^m。此后亮度明显起伏，从1715年以后亮度基本上固定(图9.7)。该星具有B 1型超巨星的光谱，但附加了发射线。

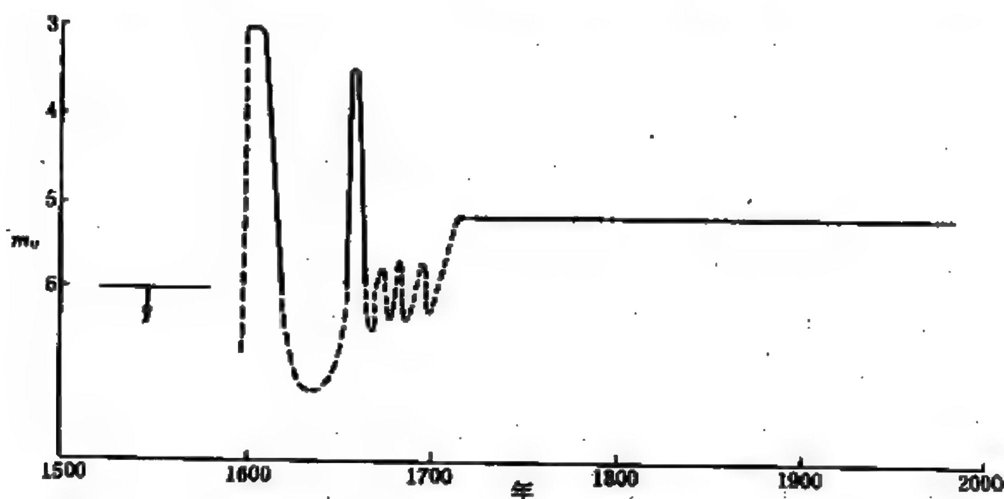


图 9.7　天鹅P在四个多世纪中亮度的变化



图 9.8 天鹅P型谱线轮廓

有的谱线的轮廓如图9.8所示，由一条发射线和一条吸收子线组成，发射线通常没有位移，而吸收子线向蓝端位移。这种形状的谱线轮廓称为天鹅P型谱线轮廓。有些WR星的光谱中也出现这类轮廓的谱线。

光谱中至少有两种不同元素的谱线显示出天鹅P型谱线轮廓的星才能算是天鹅P型星，如今仅知几十颗。这类星的光谱型在O6和A 1之间，绝对目视星等M_V从-3^m至-8.5^m，有不规则的小幅度光变，其中只有天鹅P和船底AG的变幅超过两个星等。

天鹅P型谱线轮廓可用向外膨胀的气壳来解释。在图9.9中，位于观测者和星之间的气壳的ab部分吸收了星光，产生吸收子线，由于ab部分朝向观测者运动，吸收子线向蓝端位移。气壳中的bcd和afe部分没有明亮的星的连续辐射为背景，产生了发射线。由于多普勒位移大小的差异，背向观测者的半个气壳产生的辐射不会被朝向观测者的半个气壳内相同的原子所吸收。气壳的ed部分被星挡住，对谱线的形成不起作用。如果气壳是球对称的，气壳内各部分相应的谱线位移叠加的结果仅使发射线致宽，在整体上

则没有位移。

观测表明，激发和电离态较低的吸收子线有较大位移的趋势，由于较低的激发和电离态对应于气壳中远离星的较冷的部分，所以气壳在向外加速膨胀，膨胀速度从几十至数百千米/秒。天鹅P型星的质量损失率很大，为10^{-5}～$10^{-4}M_{\odot}$/年。

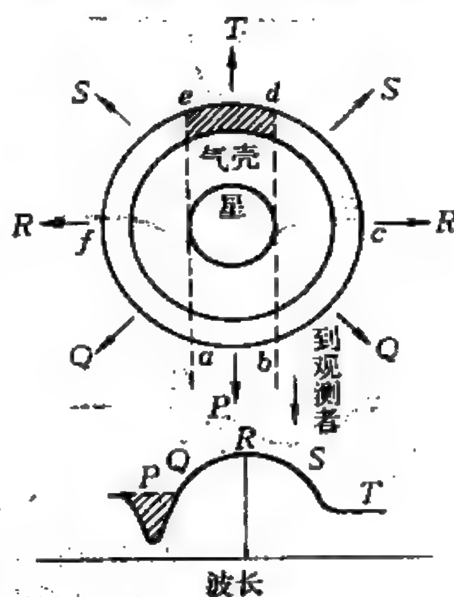


图 9.9 天鹅P型谱线轮廓的解释

三、B 型发射星

1．光谱和光变特征　凡光谱中出现发射线并具有下面将描述的光谱特征的B型星称为B型发射星，但不包括B型超巨星。1866年，塞奇（A.Secchi）注意到在仙后γ的光谱中H_{β}是发射线，从此开始了B型发射星的研究。1922年在罗马举行的国际天文学联合会第一届大会上正式命名，符号为Be。

Be星的光谱中，有的只出现一条发射线，这通常是H_{α}，有的出现很多条发射线。这类星数目很多，约占B型星总数的10～20%，其中以次型B3中所占的比率最大。Be星的主要光谱特征列举如下：

（1）吸收线和连续光谱跟普通B型星类似，但吸收线通常很宽。

（2）发射线比宽的吸收线窄，常重叠在宽吸收线上。发射线呈单峰或双峰状，偶尔具有更复杂的形状。除宽吸收线外，也有窄吸收线，很锐的吸收线常出现在发射线或宽吸收线的中央。图9.10中绘出了几种谱线轮廓的例子。在光谱紫外区的谱线常呈现

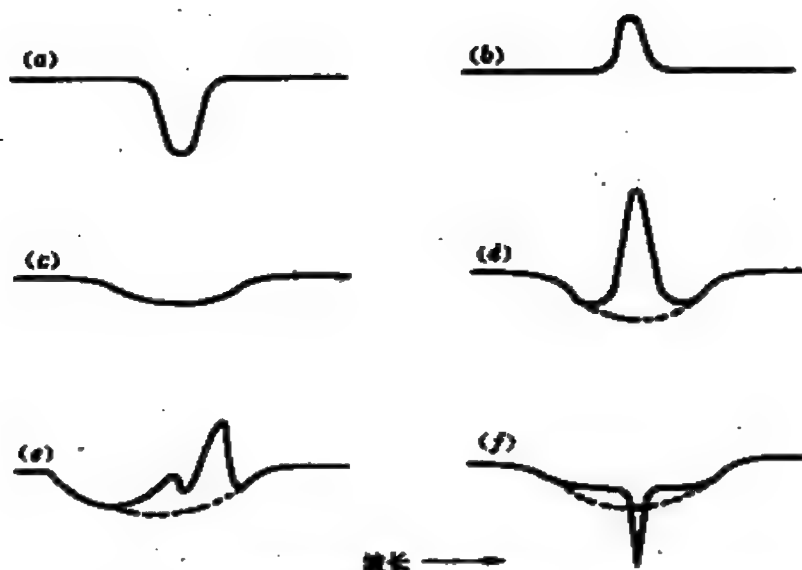


图 9.10 Be星谱线的轮廓：(a)窄吸收线，(b)单峰发射线，(c)宽吸收线，(d)发射线和吸收线对称地重叠，(e)发射线和吸收线不对称地重叠，发射线呈双峰，(f)宽吸收线的中央有刚出现的发射线和锐吸收线

天鹅P型轮廓。

(3) 双峰发射线中，波长较长的峰称为红峰，以R表示；波长较短的峰称为紫峰，以V表示。比率$\frac{V}{R}$表示双峰强度之比。通常$\frac{V}{R}$在变化，变化时标从几分钟至几年，较大幅度的变化一般至少需时几天或几星期。双峰有时可以变成单峰($\frac{V}{R}=0$或∞)，单峰有时也可以变为双峰。$\frac{V}{R}$的变化常常是无规则的，偶尔呈准周期性。

(4) 发射线强度(即它的等值宽度)对近旁连续光谱强度之比$\frac{E}{C}$常按跟$\frac{V}{R}$的变化相似的方式而变化，但也有例外的情况。

(5) 宽吸收线和窄吸收线变化的方式十分不同，前者变化很小，而后者可以发生非常显著的变化，并与$\frac{E}{C}$的增减同步。

大约70%的Be星有0.1^m左右的小幅度光变，变化时标从几分钟到几年。变幅更大的则少见，但不是没有，仙后γ就是一个例子，在1937年到1940年间它的光变超过一个星等。Be星的绝对目视星等M_v大约从$B2_e$的-3^m到$B9_e$的0^m，在赫罗图上它们位于主序之上大约一个星等，在演化上可能是处在脱离主序之后的阶段。

2．快速自转　对Be星光谱中宽吸收线的轮廓的分析表明，这类星都在快速自转，赤道自转速度可达400～450千米/秒，比普通B型星的自转速度大得多。如此高的自转速度是否已达到使星破裂的临界自转速度——使赤道上的离心力等于引力的自转速度？图9.11中比较了对B型主序星计算的临界自转速度与各个光谱次型的Be星中视自转速度$v\sin i$最大的观测值，虽然后者几乎都没有超过前者，但仍不能断然下结论，这是因为对个别的星自转轴和视线的交角i通常难以测定，赤道自转速度v就不能完全确定。

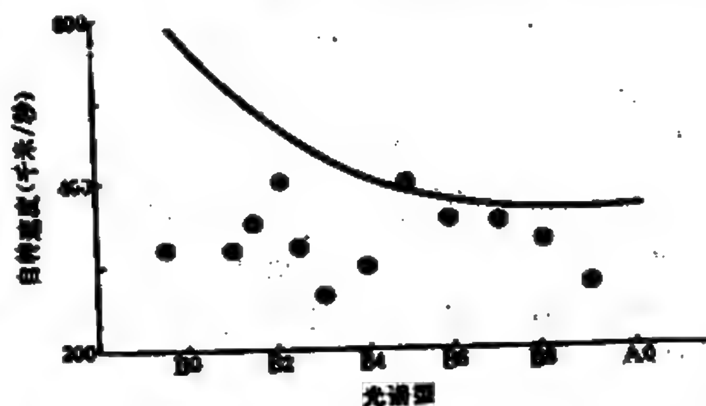


图 9.11　各个光谱次型的Be星中最大的$v\sin i$观测值（点）与对主序星模型计算的临界自转速度（曲线）的比较

理论计算表明，考虑了快速自转，在赫罗图上主序的位置应向上移一个星等左右，致使Be星可能仍属于主序演化阶段。前述Be星比普通B型星亮一个星等，究竟是演化的效应还是快速自转的

影响，尚难断定。

发射线产生于星周稀薄气壳之中。在Be星的情况，如果自转速度超过临界值，物质就从星体流出；如果自转速度低于临界值，则除离心力外，还需其他过程的协助，如辐射压力、双星的相互作用等，才能使物质流出。但无论如何快速自转会促进在星周产生气壳，而且流出的物质大概集中在赤道面附近。当物质从星体流出时，由于角动量守恒，物质绕星的旋转速度应随离星的距离的增加而减小，于是宽吸收线应在星的光球里产生，与它们的典型宽度对应的自转速度为400千米/秒；发射线和窄吸收线必定在气壳中形成，它们的典型宽度分别相当于200千米/秒和100千米/秒的旋转速度。很锐的吸收线大概是在20至50倍星的半径的地方形成的。观测表明，Be星的质量损失率一般为10^{-10}～$10^{-7}M_{\odot}$/年。

3．Be星的模型　为了解释Be星的一些现象，已提出了椭圆气环模型、圆盘模型和双星模型。

椭圆气环模型由奥托·斯特鲁维首先提出，后经黄授书发展。这种模型假定，在Be星周围存在着向赤道面集中的气环，环内气体在偏心率很大的椭圆轨道上作开普勒运动。在近星点，气体的速度最大，密度则最小，在远星点，情况正相反。由于星快速自转，赤道部分隆起，使气环产生了进动，气环作为一个整体在空间的取向不断变化。图9.12定性地阐明了这种模型对Be星双峰发射线的$\frac{V}{R}$变化的解释，只要注意R和V分别由气环中远离和接近观测者的部分形成，它们的强度取决于气环中相应部分包含的气体的多寡，以及气环内形成中央吸收线部分的位置，就不难理解图中所示的V和R的强度变化以及中央吸收线的位移。椭圆气环模型虽然能较成功地说明$\frac{V}{R}$的变化，但在说明气环如何形成等问题上遇到了困难。

圆盘模型跟椭圆气环模型有些类似，但假定气壳是圆盘状的，

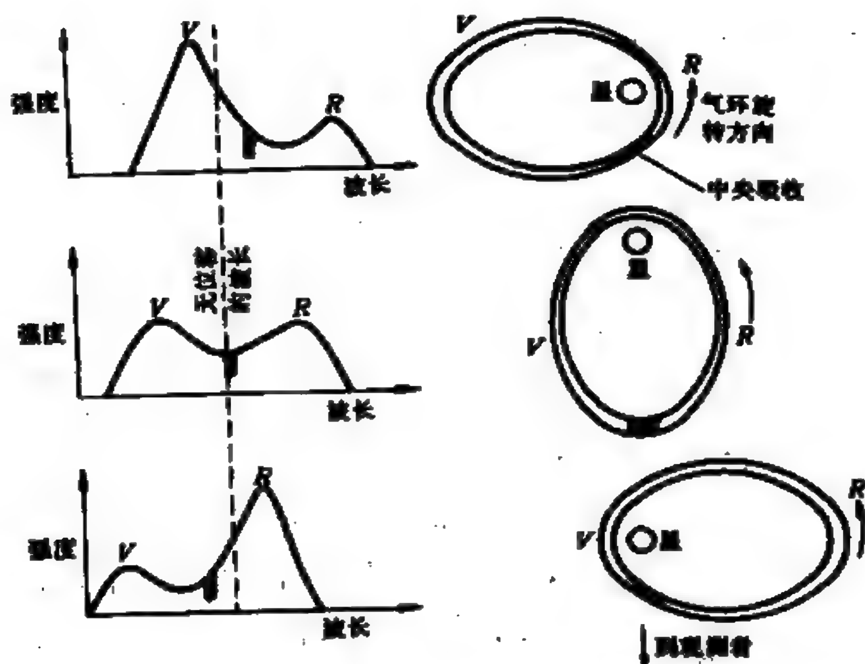


图 9.12 椭圆气环模型对Be星$\frac{V}{R}$变化的解释

向里延伸到星的表面。一部分Be星已知是双星的成员，双星模型把Be星的一些现象用双星中的气流来解释。由于现有的观测资料还不能判别哪种模型更符合实际，致使不同的模型得以并存。

四、A型特殊星

在光谱型B8－F0的恒星中，大约有十分之一的星的光谱与众不同，表现在某些元素的吸收线特别强，这些星多数是早A型星，故获得了A型特殊星的名称，符号为A_p。自从1946年巴布科克开创了恒星磁场的观测以后，发现A_p星有很强的并且变化的磁场，从而进一步揭示了这类星的特殊性。

测量恒星磁场所依据的原理是物理学上的塞曼效应，即谱线在磁场中发生分裂的现象。如果光源发出的光沿磁场方向传播到

达观测者(即磁场方向沿观测者的视线方向)，则观测到谱线分裂成与原来的位置对称的两条子线，而且这两条子线是圆偏振的，其中一条右旋，另一条左旋(图9.13)，这称为纵向塞曼效应。两子线间的裂距与磁场强度成正比，因而测量裂距便可算出磁场强度。在测定恒星的磁场强度时，如果磁场强度矢量是从星面朝外指向观测者，则规定磁场强度取正值，这可根据向波长增加的方向分裂的子线是右旋的来判断；在相反的情形，磁场强度取负值。实际上，测定恒星磁场只有对于谱线很窄的星才可能实现，否则谱线的分裂就会被谱线的宽度所掩盖。此外，恒星的普遍磁场强度的数量级必须不小于10^{-2}特，不然谱线分裂的裂距太小，也无法测出。

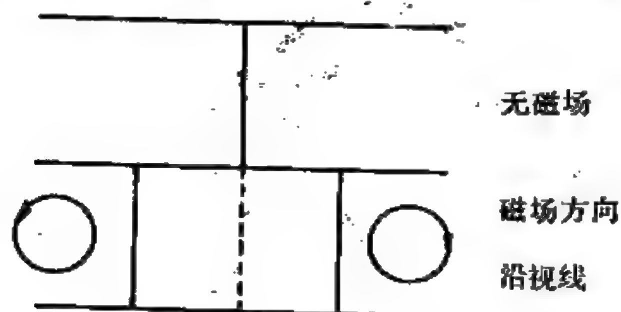


图 9.13 纵向塞曼效应

在巴布科克测量到有磁场的恒星中，以A_p星占多数，它们的磁场强度一般在0.1特以上，磁场最强的星HD215441有时达到3.44特，而太阳的普遍磁场只有$(1\sim2)\times10^{-4}$特。大多数A_p星的谱线太宽，使磁场的测量无法进行。这些宽线A_p星可能是自转速度大，并且自转轴与视线的倾角i也大的星，根据它们光谱的特征与窄线A_p星基本相同，有理由假定所有的A_p星都有很强的普遍磁场。

跟普通A型星的光谱相比较，在A_p星的光谱中，Ca Ⅱ和O Ⅰ的吸收线通常偏弱，H，Fe Ⅰ，Fe Ⅱ，Ti Ⅱ和Mg Ⅱ的吸收线接近正常，而随着有效温度从高到低的次序，分别出现了异常强的Mn Ⅱ，Si Ⅱ，Eu Ⅱ，Cr Ⅱ，Sr Ⅱ和其他一些稀土族元素的吸收线，表明A_p星的大气中富含这些元素，其丰度比普通恒星高千倍。按

照某种元素的异常丰度，A_r 星又可分为锰星、硅星和铕－铬－锶星。

A_r 星的磁场似乎都有周期性的变化，其中一部分还有光度和光谱的变化，光变周期 1 ～25天，变幅一般不超过0.1^m 。典型星是猎犬α^2（常陈一），在5.469天的周期内，磁场强度从＋0.162特变到－0.142特，亮度改变0.1^m 。所以亮度在变化着的A_r 星常称为猎犬 α 型星（常陈型星）。光谱变化表现在一些谱线的强度有规律地变化，特别是铬和铕的谱线。有些星磁场与光度的极值在位相上是一致的；另一些星则正相反，光度极大与磁场强度极小相对应。

目前能较好地解释A_r 星磁场和光谱周期变化的是斜转子模型。按照这种模型，A_r 星的磁轴对自转轴倾斜较大的角度，并假定不同的元素由于某种尚不清楚的原因聚集在星面上不同的区域，随着星自转，星面上磁场和元素不同分布的区域轮流朝向观测者，便观测到磁场和光谱的周期变化。

A_r 星的光度大概比相同光谱型的普通A型星稍大一点，在赫罗图上毗邻主序，但位于主序之上（见图9.1中光谱变星和磁变星的位置）。A_r 星的赤道自转速度的平均值比普通A型星小得多，前者为50千米/ 秒，而B8至A7的普通A型星的平均值为175千米/秒。这可能是真实的情况，但也不排除可能是A_r 星的自转轴与视线的交角平均比普通A型星小而引起的"视"现象。

§9.4 脉动变星

脉动变星是星体程度不同地发生有节奏的大规模运动的恒星，这种运动的最简单的形式是径向脉动，星体交替地膨胀和收缩，因而引起了半径、光度、温度和视向速度（有时还有磁场）等

表 9.2 脉动变星

类型	特征周期	光谱型范围	绝对星等 (M_V)*	星族	光变特征	已知数目
矮造父变星	2小时	A2~F6	2~3	I	规则，有多重周期	205
天琴RR型星	0.5天	A2~F6	0.0~1.0	II	规则，有多重周期	6113
经典造父变星	5~10天	F6~K2	-0.5~-6	I	规则	813
室女W型星	12~20天	F2~G6	0~-3	II	规则，周期有缓慢变化	
金牛RV型星	75天	F, G, K	-3	II	有某些不规则	122
半规则变星	100天	K, M, R, N, S	-1~-3	I，II	有某些不规则	3385
长周期变星	270天	Me, Re, Ne.Se	1~-2	I，II	有某些不规则	5829
仙王β型星	5小时	B0~B3	-3.5~-4.5	I	规则，有多重周期，周期有长期变化	86

* 绝对目视星等在一个光变周期中的平均值。

的变化。脉动变星在赫罗图上不是随机地分布，它们大都位于主序上方的不稳定区域内(见图9.1)。经典造父变星、室女W型星、天琴RR型星和矮造父变星集中在一条跟主序垂直的带上，这条带称为造父变星不稳定带或大序。在大序上端的右下方也有一个不稳定区域，由金牛RV型星、半规则变星和长周期变星占据着。数目极少的仙王β型星紧挨着主序的早B型部分。

在银河系内已发现的脉动变星有一万多颗，总数估计有 2×10^{6} 颗，仅占恒星总数的 $10^{-6}\sim10^{-5}$。脉动变星是恒星演化到某些短暂的不稳定阶段的产物，后面将看到，它们在天文学上占有十分重要的地位。表9.2中列出了脉动变星的主要类型以及它们一些特征和数据，最后一栏内的"已知数目"根据《变星总表》第四版的编者之一提供给本书作者的数据，是指银河系内的，不包括邻近的河外星系中发现的。下面按不同类型分别叙述。

一、经典造父变星和室女W型星

位于赫罗图上造父变星不稳定带的上中部的经典造父变星和室女W型星是长周期造父变星的两个次型，它们也统称为造父变星，因仙王δ(中名造父一)而得名。由于早先发现的造父变星的特征跟仙王δ相似，而室女W型星是后来发现的一种次型，故前者又称经典造父变星。

1．经典造父变星的概况　1784年，古德里克发现了仙王δ的光变。1894年，俄国天文学家贝洛波尔斯基(А.А.Белопольский)首先观测到该星光谱中谱线有周期位移，在当时这种现象被认为是仙王δ在绕一颗看不见的伴星作轨道运动。1914年，沙普利阐明了这类变星的亮度、有效温度和视向速度的周期变化(图9.14)不可能是由于双星的轨道运动产生的，最好的解释是星体在脉动。

银河系中的经典造父变星的光变周期大都在1～50天范围内，

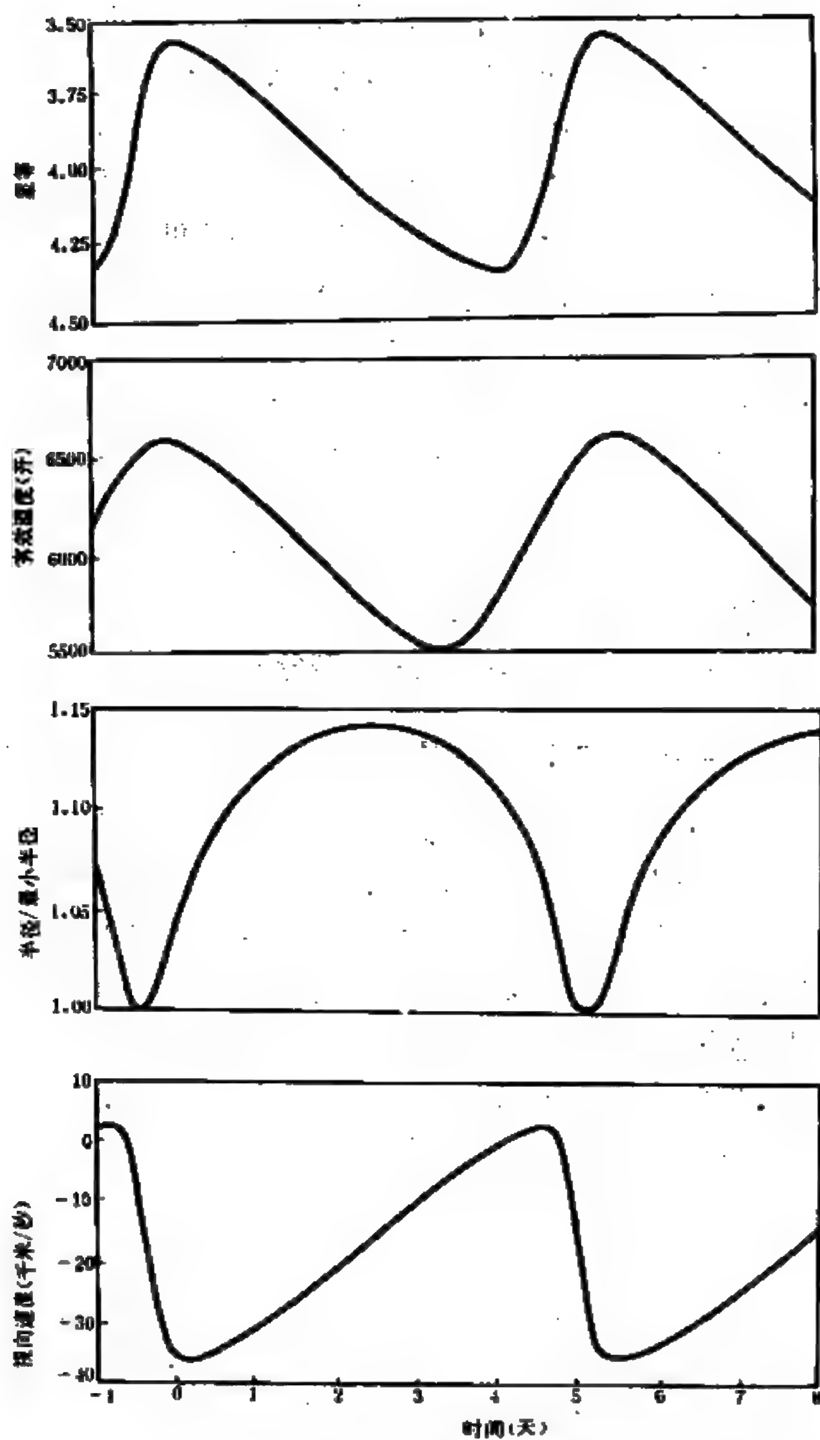


图 9.14　仙王δ 的亮度、有效温度、半径和视向速度的变化曲线

周期最长的是武仙BP，为83.1天。光变幅一般为一个星等左右，少数的变幅小得多，其中著名的是小熊α（北极星），小于0.1^m。1926年，赫茨普龙注意到经典造父变星光变曲线的形状随光变周期作系统的变化。周期短于六天时，光变曲线平滑但不对称，亮度上升比下降快。周期在6.5天左右时，光变曲线的下降部分出现副极大。副极大随周期增加向主极大靠拢，且变得更显著，发展成两个大致相等的极大。周期在10天左右时，两个极大合并成一个，光变曲线大致对称。周期再增加，光变曲线很快上升，在主极大之前出现很小的副极大，到周期为20天左右时，副极大完全消失。周期更长时，光变曲线又趋于平滑而不对称。经典造父变星光变曲线的形状与周期长度之间的这种对应关系常称为赫氏关系，这仅是一种统计的关系，例外也不少。

经典造父变星是黄色的巨星和超巨星，质量为太阳的几倍至10倍左右，它们的光度很大，以致在大约30个河外星系中已观测到这类变星。它们的光谱在亮度极大时一般为F型，亮度极小时为G型或K型。原型星仙王δ在5.366天的周期内视星等在3.6^{m}和4.3^{m}之间、光谱型在F5和G2之间变化，有效温度的相应变化超过1000开。这类变星半径的变幅不大，约为5～10%，因而亮度的变化主要由有效温度的改变所引起，半径变化对光变曲线的影响较小。

2．周光关系　1908年，美国哈佛大学天文台的女天文学家勒维特在检查该天文台设在秘鲁阿利奎帕的南半球观测站从1893年至1906年用口径60厘米折射望远镜对小麦哲伦云拍摄的许多底片时，发现了16颗造父变星，周期从1.25天至127天。她注意到，这些变星周期越长，亮度就越大。经过四年的继续搜寻，她又发现了小麦哲伦云内另外九颗周期测定的造父变星。总共25颗造父变星的资料已表明了这些星的视星等几乎线性地随周期的对数的增加而减小。1912年，勒维特公布了她的发现。虽然在那时

尚不知小麦哲伦云位于银河系之外，但已认为同一个星云内的星到太阳的距离近似相等；因而视星等和周期对数的线性关系实际上反映了绝对星等和周期对数之间存在线性关系。这种关系后来称为造父变星的周期-光度关系，简称周光关系，它对于测量恒星和恒星系统的距离的重要性是不言而喻的。

由造父变星的视星等和周期的关系转化为绝对星等和周期的关系天文学上称为周光关系的零点问题或定标问题。原则上只要知道一颗造父变星的光度，即只要能精确测定任何一颗造父变星的距离，就能解决这个问题。可是，造父变星离太阳都相当远，没有一颗能用三角法测出距离，使问题变得棘手了。几十年来许多天文学家从事周光关系零点问题的研究。起初，测定造父变星距离的唯一的方法是统计法（见§11.2），分析太阳相对于一组邻近的造父变星的运动，得到这组星的平均视差，结果不是很精确可靠的。自从五十年代以来，在疏散星团和星协中发现了13颗经典造父变星，由于疏散星团和星协距离的测定有若干种较可靠的方法（见§10.1），使得周光关系有了较大的改进。细致分析表明，周光关系还应与星的颜色（色指数）有关。对银河系的经典造父变星可采用如下的周光关系。

$$M_V = -3.425\lg P + 2.52(B-V) - 2.459, \quad (9.1)$$

$$M_B = -3.425\lg P + 3.52(B-V) - 2.459, \quad (9.2)$$

其中M_V和M_B分别为一个光变周期中绝对目视星等和绝对照相星等的平均值，V和B分别为作过星际红化①改正的目视和照相视星等的平均值，P是以天为单位的周期。

深入研究表明，河外星系中的造父变星的一些特征跟银河系中的不完全一致。例如，大、小麦哲伦云中已发现的造父变星各有一千多颗，它们之中最长的光变周期分别达100天和200天，比

① 星际红化见§10.4。

银河系中的长；周期短于三天的很多，但银河系中却少有；赫氏关系以及周光关系也跟银河系中的有所不同。因此上面特别指明了(9.1)和(9.2)式是对银河系经典造父变星而言的周光关系，严格地说它们不是普适的。

在很多星团和河外星系中已发现了许多造父变星。它们的光变曲线和周期容易通过观测确定，利用周光关系从某一颗造父变星的光变周期得出其平均绝对星等，从平均绝对星等和观测到的平均视星等就可以按照(8.9)或(8.10)式算出那颗星的距离或视差。星团或河外星系的大小与它们到太阳的距离相比较一般说来是很小的，因此可以把该星的距离取为它所在的星团或河外星系的距离。利用周光关系定出的视差称为造父视差。这种方法是测定河外星系和星团距离的一个主要方法，因此造父变星有“量天尺”之美誉。

1917年，爱丁顿首先奠定了脉动变星理论的数学基础。在脉动变星内部，向外的压力和向里的引力失去了平衡，星体膨胀时压力减小，引力超过压力使星体收缩，收缩造成压力增加，占优势的压力又使星体膨胀；这样，星体就在平衡半径附近脉动。爱丁顿建立了描述星体脉动的波动方程，并从波动方程推导出一个联系周期P和星的平均密度$\bar{\rho}$的著名的关系：

$$P\sqrt{\bar{\rho}}=\text{常数}, \tag{9.3}$$

于是，体积大的造父变星因平均密度比较小，脉动周期应较长。由于$\bar{\rho}\propto R^{-3}$和$L\propto R^{2}T^{4}$，根据(9.3)式，消去星的半径R，便得周期P、光度L和有效温度T之间的关系，从理论上解释了造父变星存在着周期-光度-颜色(色指数)关系。

3．位相滞后　　经典造父变星视向速度的周期变化反映出星体脉动速度的幅度，典型值为40千米/秒，在少数情况中可达200千米/秒。视向速度曲线的形状大致是光变曲线的镜像反映(见

图9.14)，这意味着亮度极大出现在星体膨胀通过平衡半径的时刻(视向速度为最大的负值，即膨胀速度最大时)，而不是按照通常简单的理解应发生在星体收缩到最小，因而有效温度最高的时刻；亮度极小出现在收缩速度最大而不是半径最大的时刻。如果光变曲线和视向速度曲线都是正弦曲线，则亮度极大的位相应落后于半径最小的位相 $\frac{1}{4}$ 个周期。实际上，由于曲线偏离正弦曲线，位相差约为0.1～0.2个周期。这种叫做"位相滞后矛盾"的极大亮度落后于最小半径的现象曾使天文学家困惑了几十年，直至六十年代才找到了理论解释。位相滞后本质上是星面以下薄薄的电离氢区在脉动过程中跟辐射进行复杂的相互作用而引起的现象。

4．室女W型星　巴德(W. Baade)在四十年代提出了两个星族的概念(见§11.4)，并发现存在两类造父变星，分别属于不

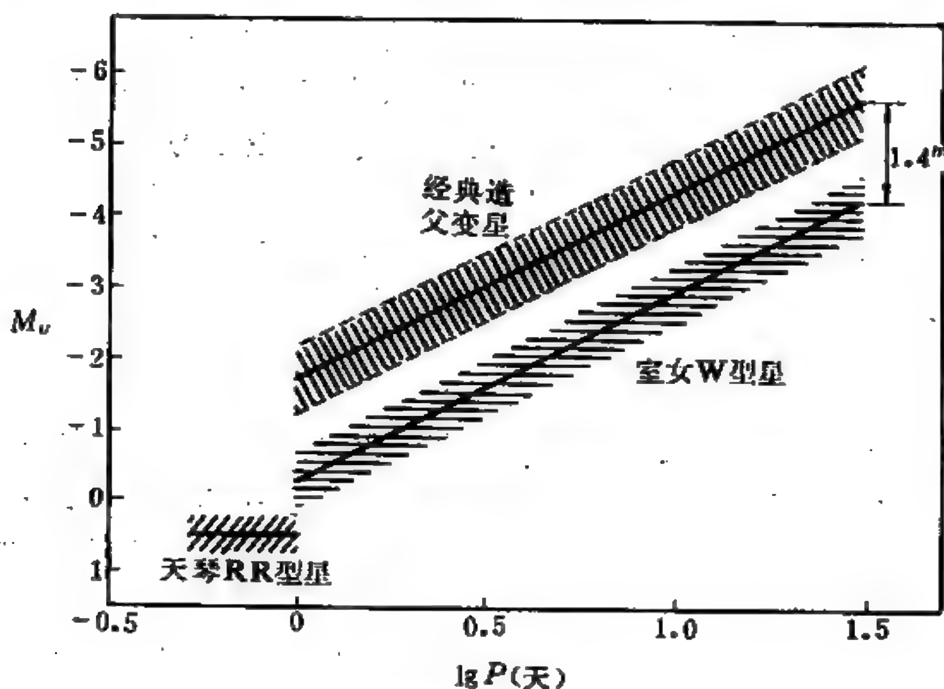


图 9.15　经典造父变星，室女W型星和天琴RR型星的周光关系(从观测资料得出)

同的星族。在银河系内，经典造父变星分布在银道面近旁，属于星族Ⅰ。以室女W为代表的另一些造父变星远离银道面，有的出现在球状星团里，是属于星族Ⅱ的恒星。室女W型星比经典造父变星年龄大，光变曲线虽然类似，但对于相同的周期，前者的光度比后者小1.4^m左右，因而两类造父变星的周光关系是不同的(图9.15)。经典造父变星也称为星族Ⅰ造父变星，而室女W型星有星族Ⅱ造父变星之别名。

二、天琴RR型星、矮造父变星和仙王β型星

1．天琴RR型星　这类变星在赫罗图上位于造父变星不稳定带的下部，它们的光谱型绝大多数属于A型，一小部分是F型，光变周期0.05～1.5天，变幅0.5^m～1.5^m。光变曲线有三种典型的形状(图9.16)，据此，天琴RR型星又分为RR_a，RR_b和RR_c三类。RR_a和RR_b的周期较长，平均分别为0.5天和0.7天，光变曲线很不对称，前者亮度上升很快，下降较慢；后者变幅较小，亮度极大较平坦。RR_c的周期较短，平均为0.3天，光变曲线几乎对称，常接近正弦曲线，变幅更小。

已知天琴RR型星的数目约占脉动变星的四分之一。最初这类变星都是在球状星团里发现的，故又有星团变星之称。后来又发现了许多不属于球状星团的特征相同的变星，其中天琴RR是最亮的一颗，便以它的名字命名这一类变星。天琴RR型星的质量、半径和光度弥散很小，平均分别为$0.5M_\odot$、$5R_\odot$和绝对目视星等0.6^m。光度弥散小，与周期无关，这一特性使天琴RR型星象造父变星那样能指示距离，在天文学上也占有重要地位。但由于天琴RR型星的光度比造父变星小，仅在离银河系250千秒差距以内的几个河外星系中能看到它们，因而这类变星对于测定河外星系距离所起的作用不如造父变星大。

2．矮造父变星　这类变星在赫罗图上占据了造父变星不

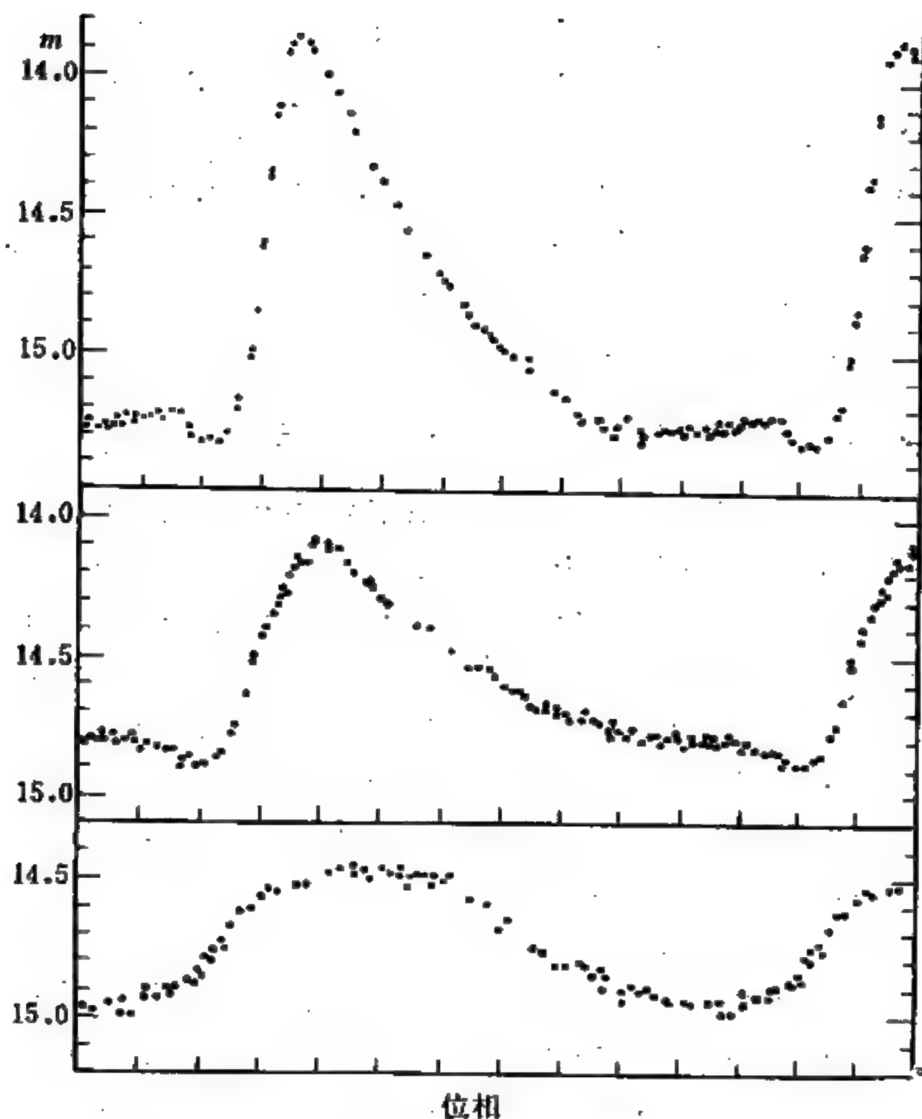


图 9.16 天琴RR型星的三种典型的光变曲线，
(上)RR_a型，(中)RR_b型，(下)RR_c型

稳定带的下端，光谱型在A2至F5范围内。矮造父变星包括盾牌δ型星和船帆AI型星，它们的光变周期介于0.05天和0.3天之间。两者的主要区别在于光变幅，盾牌δ型星小于0.2^m，而船帆AI型星在0.3^m和0.8^m之间。有些矮造父变星光变曲线的变幅在缓慢变化，这是由于星体同时以两种周期脉动，互相叠加的结果。已

发现有10颗盾牌δ型星是毕星团和后发星团的成员，它们的质量约为$1.5M_\odot$，年龄为4×10^8年，在演化上应处于脱离主序向巨星区域移动的阶段。船帆AI型星的质量很不确定，有些观测资料表明可能只有$0.2M_\odot$左右，它们所处的演化阶段还不清楚。

3．仙王β型星　　又名大犬β型星，它们是一小群B型光谱的脉动变星，引人注目的是一些亮星，包括室女α（角宿一），南十字β（十字架三）和半人马β（马腹一）也属于这类变星。

仙王β型星的光变周期约3～7小时，变幅在目视区通常小于0.1^m，视向速度大多小于20千米/秒。光变曲线的形状接近正弦曲线。跟造父变星和天琴RR型星不同，仙王β型星的亮度极大对应于半径最小，亮度极小对应于半径最大，因此不存在"位相滞后矛盾"。这类变星中大约有一半在光变曲线和视向速度曲线中反映出两个脉动周期，另一半是单周期脉动。

三、半规则变星、不规则变星和长周期变星

造父变星不稳定带上端的右下方是赫罗图上的一个更大的不稳定区域，在那里聚集了为数众多的半规则、不规则① 和长周期变星，这些变星中多数具有晚型光谱，呈红色，有红变星之泛称。红变星的各种类型还缺乏精确的定义，以致在不同文献中对次型的名称以及某些星的分类出现混淆。

1．半规则变星和不规则变星　　半规则变星包括金牛RV型星、黄半规则变星和红半规则变星。金牛RV型星在赫罗图上位于造父变星和红半规则变星之间的区域（见图9.1），光变周期约30～150天，周期和光变曲线的形状有很大变化，亮度极小的深度不固定，深浅交替出现（图9.17）。单凭光变曲线不足以识别这类变星，还必须加上光谱的资料。金牛RV型星是F、G和K型超巨星，在

---

① 这里指具有晚型光谱的不规则变星（它们占不规则变星的大多数），不包括少数光谱型较早（A、F型）的不规则变星。

亮度极小附近光谱中常出现TiO吸收带，亮度增加时出现氢的发射线，不然很易误认为是普通的G或K型光谱。在赫罗图上与金牛RV型星占据着同一区域的还有黄半规则变星，它们的光变曲线有时出现双极大，极小深浅交替，难以判别。

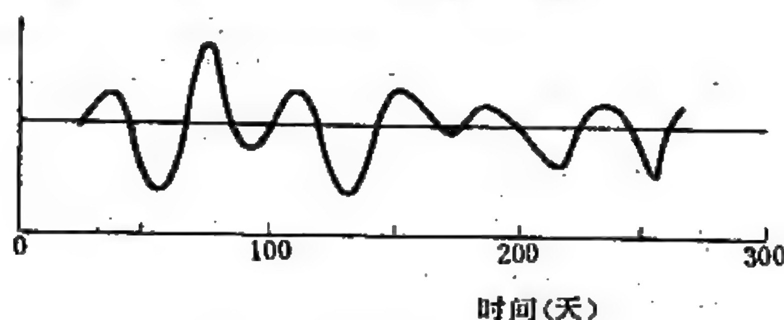


图 9.17 金牛RV的光变曲线

红半规则变星和不规则变星都是巨星或超巨星，它们的光变很不规则，光变曲线的形状多种多样，变幅通常小于$1^m \sim 2^m$，光谱大都属于M，S，R和N型，K型极少，在变光过程中光谱可能改变1～2个次型。红半规则变星和不规则变星的区别在于前者尚有周期性的证据，后者则无周期性可言。但实际上这些红变星如果有一定的周期性，周期都很长，需多年的观测方能揭示出，由于观测资料不足，有可能许多本应属于半规则变星的恒星错划成不规则变星。红半规则变星的周期从30天到1000天以上。M型星的周期多数集中在100～200天，N型星以350天左右占优势。周期和光度之间没有明显的关系。仙王μ是一颗研究得最多的红半规则变星，它有两个基本的周期，分别为2年和10年。猎户α(参宿四)是不规则变星的突出例子。

2．长周期变星　　系各类变星中已知数目最多的一类。光变周期的范围从70天到700天左右。以目视星等变幅2.5^m为界，超过此值的大变幅的星又称为刍藁型星，因典型星鲸鱼o(中名刍藁增二)而得名。个别的目视星等变幅甚至可达10个星等。当星的亮

度极小时，有效温度最低，大部分的辐射从光谱的可见区移至红外区，成为在可见区大幅度光变的部分原因。大部分长周期变星的周期和变幅有不规则变化，偏离平均值可达15%。光变曲线是多种多样的，有的很对称，有的上升比下降快，有的出现双极大。长周期变星是晚型的巨星和超巨星，光谱大都属于M型，少数属于S，N和R型，光谱中有发射线，而无光变的正常红巨星只有在强吸收线的中央有微弱的发射子线。

鲸鱼o的光变周期在320～370天内变化，平均332天，光谱型在M5ₑ～M9ₑ之间变化。亮度极大时有时候达1.7^m，有时候只到

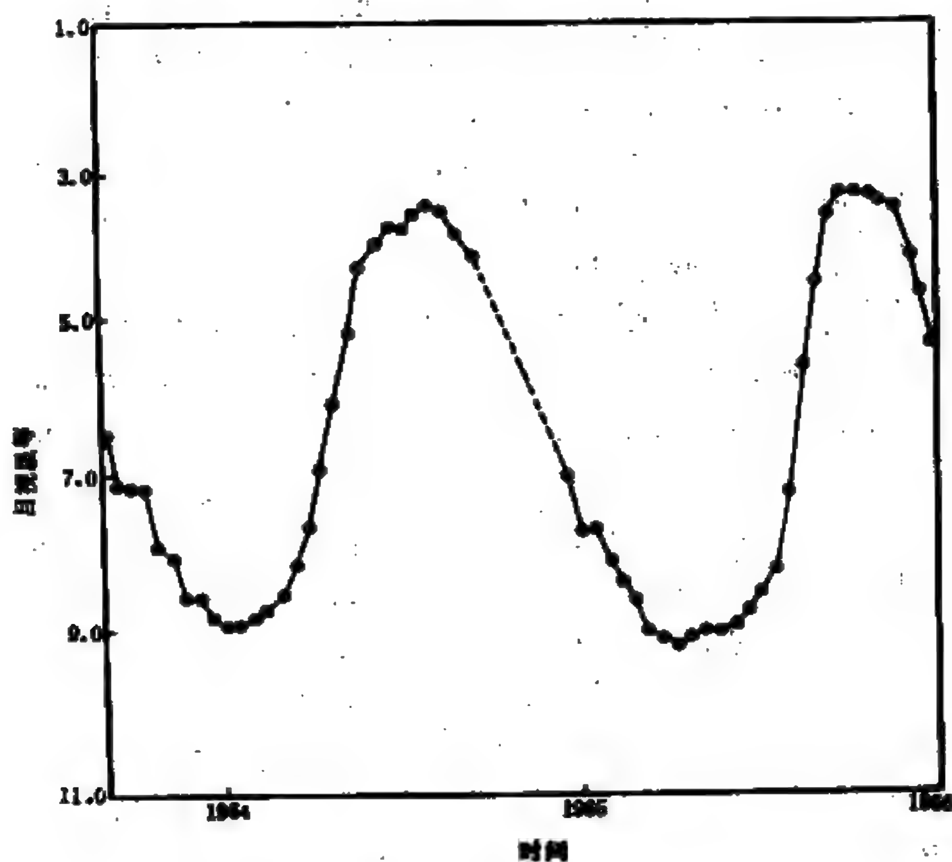


图 9.18 鲸鱼o在1964～1965年期间的光变曲线，每一个点对应于10天的平均

4.7^m，亮度极小在10^m左右，变幅达八个星等。图9.18是它在1964～1965年期间的光变曲线。鲸鱼o是光度级为Ⅲ的巨星，直径约为$390R_\odot$，离太阳40秒差距。它有一颗B型光谱的伴星，也是变星，绝对星等为8^m，可能是白矮星。

四、脉动原因

脉动变星在赫罗图上不是随机分布，而是聚集在某些区域，这一事实表明恒星的光度和有效温度只有在某些组合的情况下星体才会出现脉动，在其他场合脉动不会发生。爱丁顿从描述星体脉动的波动方程证明了脉动的相对振幅随着密度增加从星面向中心迅速减小，于是，脉动应发生在恒星的外层，不涉及恒星的核心，核心内进行的核反应也不会是脉动的直接原因。

为了使恒星开始脉动并将脉动维持下去，星体必须获得机械能以补偿摩擦等耗散力消耗的能量。因此，恒星必须具备类似于热机的功能，星体收缩时(温度增加)，吸收超额的热能，并在膨胀时释放，总的效果是恒星的一小部分辐射能转化为机械运动的能量。爱丁顿设想，星面附近如果有一"阀门"，当星体收缩温度升到最高时，"阀门"关闭，阻止热能流出；当星体膨胀温度降到最低时，"阀门"打开，让热能释放出去，恒星就能起着热机的作用。他提出原子的不透明度可以充当这种"阀门"，但限于当时天体物理学的水平，他未能进一步正确地揭示脉动的具体机制。问题的真正解决是近30年以来的事。

在通常情况下，当星体收缩时，原子对辐射变得更加透明，热能更易逃逸，起不了"阀门"的作用，因此大多数恒星并不脉动。然而在特殊情况下，在某种元素的原子处于部分电离状态的区域内，当星体收缩时，原子变得对辐射更不透明，挡住了一部分热能的散失。在恒星内部能起重要作用的元素应当是最丰富的氢和氦，它们的电离区既应接近星面，使脉动振幅较大，又应位于离星面有

相当深度的地方，使包含的物质足够多，方能引起明显的脉动。详细计算表明，满足这些条件的正是在赫罗图上位于脉动变星区域内的恒星。对于造父变星不稳定带上的恒星，星面以下的二次电离氦区(He Ⅱ电离成He Ⅲ，而He Ⅲ又复合成He Ⅱ的区域)是致使星体脉动的根源。对于金牛RV型星和红变星，脉动的根源是一次电离氦区、电离氢区或氢分子离解区。至于仙王β型星，脉动原因还没有找到答案。

§9.5 激变变星

激变变星主要包括新星、再发新星、类新星变星和矮新星，按其光变的原因，属于爆发变星。

一、新星

新星是亮度在很短的时间内(几小时至几天)突然剧增，然后缓慢减弱的恒星，增亮幅度多数在$9^m \sim 14^m$之间。个别的新星亮度最大时堪与天上的一等明星争辉，引起人们的注意；而很多新星必须通过望远镜方能发现，它们发亮之前甚至暗到连最大的望远镜也看不见。"新星"这个名词容易引起误解，实际上，它并不是"新"诞生的星，恰好相反，它是已演化到老年阶段的星，在未发亮以前只不过是一颗很微弱的星，亮度突然增加时才被人们"新"发现。

1．记录和命名　　新星和下一节将讲述的超新星在我国古代的天象记录中常称为客星。席泽宗和薄树人考证了中国、朝鲜和日本的古书资料，最早从公元前十四世纪殷墟甲骨文的记载开始，最迟到公元1700年为止，整理出新星和超新星的记录90条，其中我国观测到的有68次，远比阿拉伯和欧洲国家多。在西方，最

早记录下来的新星是出现于公元前134年的"喜帕恰斯新星"。这颗新星在我国有很详细的记录，不仅记录了年份，而且记录了月份和方位。《汉书·天文志》记有："元光元年六月客星见于房"。房宿就是天蝎座。

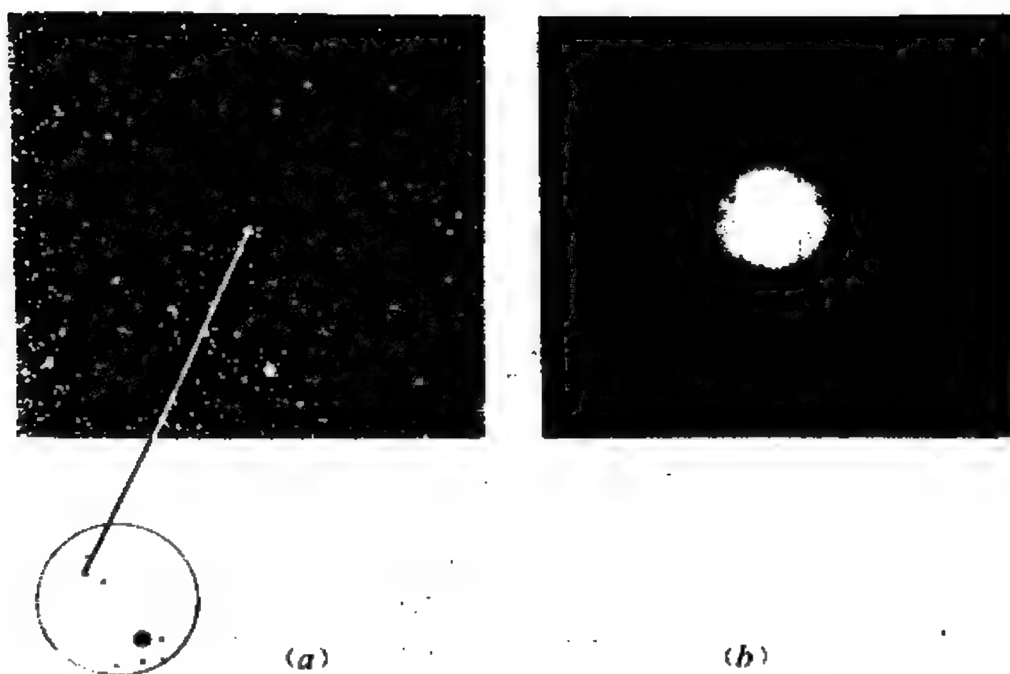
新星出现以后，首先以发亮年份加上星座名字来命名，例如，1934年武仙座新星，1975年天鹅座新星。如果同一年在同一个星座里出现了两颗或更多颗新星，就在"新星"之前加上"第一"、"第二"、……例如1936年天鹰座第二新星。随后，新星又纳入变星的命名系统，给予变星的符号，例如，1934年武仙座新星获得了武仙DQ的名字，1975年天鹅座新星又名天鹅V1500，即在天鹅座中发现的第1500颗变星。

迄今在银河系中总共记录到的新星约200颗。但由于银道面附近星际气体和尘埃的遮掩，大多数出现的新星应观测不到，因此，难以精确估计新星的发生率。观测邻近的河外星系中出现的新星，估计每个星系每年平均出现10～40颗。

本世纪以来，银河系内出现的新星中最亮的是1918年天鹰座新星（天鹰V603），亮度极大时的目视星等达-1.1^m，一度成为星空中仅次于天狼星的恒星。1901年英仙座新星（英仙GK），1925年绘架座新星（绘架RR），1934年武仙座新星和1975年天鹅座新星最亮时达到1^m左右。1975年天鹅座新星是一颗很特殊的新星，它于是年8月29日突然发亮，最亮时目视星等为1.8^m，接近天鹅α（天津四）的亮度。美国帕洛玛山天文台的巡天照片上在该新星的位置处没有亮于21^m的星（图9.19），这表明这颗新星增亮的幅度超过19个星等！对于新星来说，这是创记录的。但根据光谱特征、亮度极大时的绝对星等约-10^m以及其他方面的观测资料，确认它是新星而不是超新星。

2．光变特征　新星的光变曲线（图9.20）有下列特征：

（1）亮度最初增加十分迅速，幅度通常达12^m～13^m，也可



(a)　　(b)

图 9.19　1975年天鹅座新星所在天区的照片。(a)发亮前在该新星的位置上看不到星，(b)该新星亮度极大时的照片

更大。

（2）亮度登上顶峰之前的最后一个或两个星等上升较慢，许多新星在此刻亮度可能完全停止上升，甚至略有下降，随后才达到极大。这叫做极大前的停滞。

（3）极大过后，亮度迅速下降。下降速率以时间 t_2 和 t_3 表示，它们分别是从极大开始亮度降低两个和三个星等所经历的以天表示的时间。根据 t_2 和 t_3 的长短，新星分为快新星和慢新星。前者 t_2 和 t_3 只有几天，后者为几个月甚至一年。统计银河系、仙女星系和麦哲伦云中许多新星的观测资料，发现 t_2 和 t_3 跟亮度极大时的绝对星等有关：光度越大，下降越快(图9.21)。由于 t_2 和 t_3 可以精确测定，所以这个关系对于估计出现新星的星系的距离是十分有用的。

（4）光变曲线上接近迅速初降部分的终点处，亮度出现起

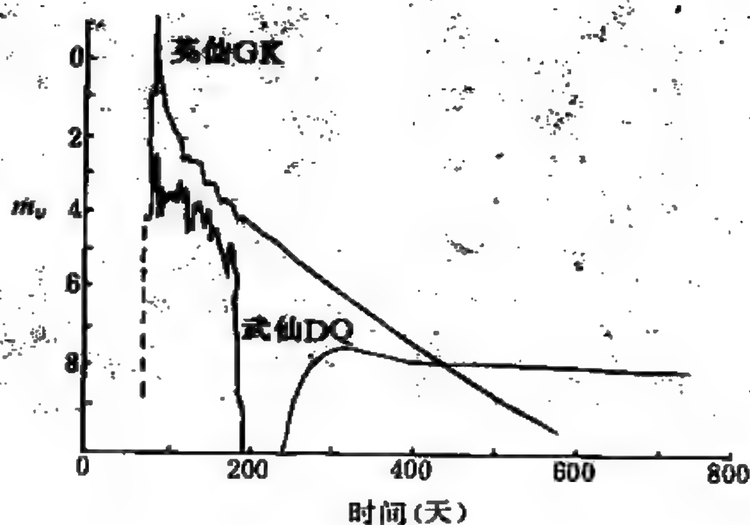


图 9.20 1901年英仙座新星(快新星)和1934年武仙座新星(慢新星)的光变曲线

伏，有时起伏可达几个星等，称为过渡阶段。

（5）过渡阶段之后，进入了终降阶段，亮度缓慢地减弱。

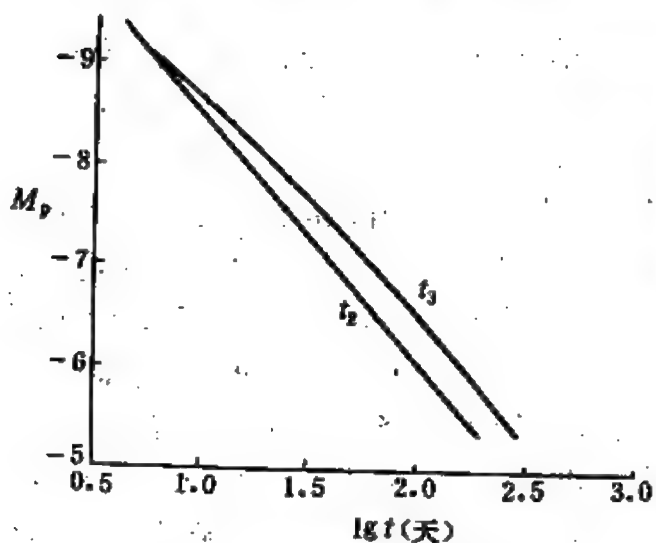


图 9.21 新星亮度极大时的绝对照相星等M_p与t_2, t_3的关系

紫外和红外区的光变行为与上述的目视区有所不同，在目视区亮度极大之后，紫外辐射和红外辐射继续上升一段时间。对于红外辐射，继续上升的时间达100~300天。

新星最终基本上恢复到发亮前的亮度，这时它进入了新星后阶段，而在发

亮以前称为新星前阶段。在这两个阶段恒星所处的状态是类似的。大多数新星从发亮到进入新星后阶段的全过程中辐射出10^{38}～10^{39}焦的能量，作为对照，太阳每年辐射的能量为10^{34}焦数量级。新星恢复到原先状态之后，有的亮度保持稳定，有的亮度有一至两个星等的缓变或快变。

3．光谱变化　　新星发亮以前的光谱资料很少，只有几个用低色散的物端棱镜获得的光谱。在海豚HR的光谱中，没有谱线，只有连续谱。根据连续辐射能量随波长的分布，它是一颗O型或早B型星。新星后阶段的光谱资料较多，主要特征是有氢以及电离氦、钙、氮、碳的发射线。氢和氦线一般很宽，谱线强度随亮度而变化，表明星面上的活动在继续进行。

新星发亮以后，随着亮度的变化光谱也经历了五个阶段的变化：

（1）极大前谱。谱线大部分是吸收线，对应于B型和A型光谱。谱线向蓝端位移，相应的速度达1000千米/秒。碳、氮和氧的谱线增强，几乎肯定是由于这些元素的丰度增加的缘故，超过宇宙丰度几十倍至上千倍。氦的丰度可能是宇宙丰度的三倍。这一阶段是非常短的，至多持续一、二天。

（2）主谱。这是亮度极大时的光谱，与A型或F型超巨星的光谱类似。吸收线仍然向蓝端位移，速度达1000千米/秒。当亮度减小时，出现了第二套吸收线，向蓝端位移对应于1500千米/秒的速度，逐渐取代原先的光谱。与此同时，在一些吸收线（尤其是HⅠ，CaⅡ，NaⅠ和FeⅡ的谱线）的红端出现发射子线，形成了天鹅P型谱线轮廓。连续谱迅速减弱，发射子线以及氧、氮的发射线开始占主导地位，在紫外区出现MgⅡ和FeⅡ的发射线。

（3）漫强谱。紧接着亮度极大之后出现，这时候主谱还很显著。谱线向蓝端的位移约为主谱的两倍，原先宽而模糊的HⅠ，CaⅡ，MgⅡ，FeⅡ，NaⅠ和OⅠ吸收线增强且变窄。然后，这些吸收线

减弱，几天之后（短于或等于t_3）便消失。

(4) 猎户谱。这种光谱在漫强谱发展到顶峰时出现，并经历了光变曲线上的过渡阶段。主要的谱线是HⅠ，NⅡ和OⅡ的吸收线，谱线位移至少跟漫强谱同样大。有模糊的发射线，波长464.0纳米附近的宽发射线大概是由NⅢ和CⅢ产生的。在此阶段，快新星有NⅢ409.7纳米和410.3纳米吸收线，但在慢新星的光谱中这两条谱线很弱或不存在。

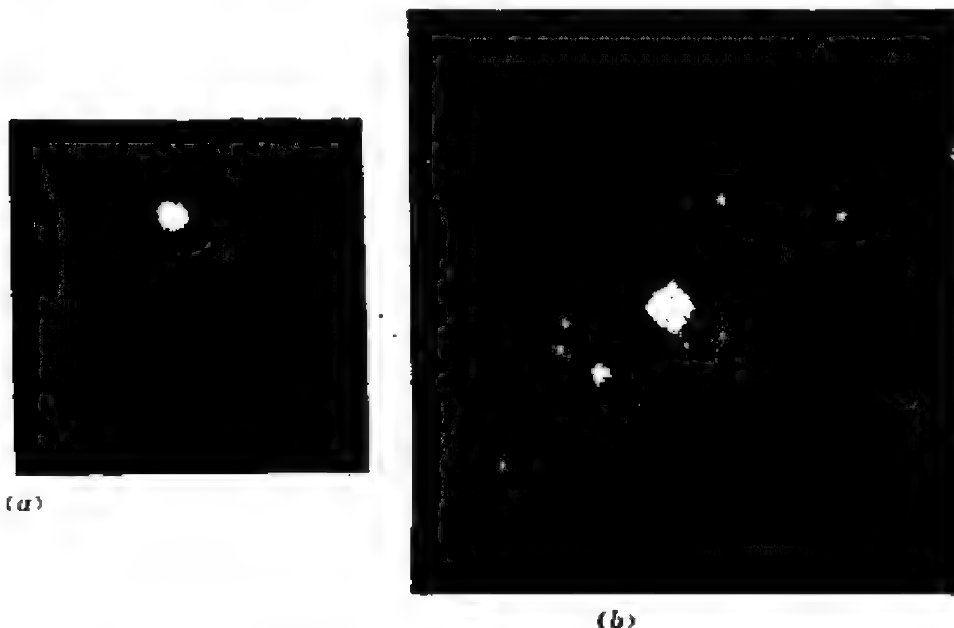
(5) 星云谱。与行星状星云（见§10.3）的光谱很相似，以发射线为主，并有氮、氧、铁等元素的离子产生的禁线。

4．气壳　　亮度和光谱的变化特征表明在新星的外层发生了爆发过程，有气壳向外抛出，抛射速度达1000千米/秒或更高。亮度极大时，气壳脱离星体不久，体积尚小，密度较大，类似于超巨星的大气。由于气壳在膨胀，气壳中介于星和观测者之间的部分所产生的吸收线向蓝端位移，而气壳的两侧部分产生了宽的发射子线（见图9.9）。当气壳的密度变得十分小时，出现了典型的发射星云的光谱。新星爆发以后几年，有时能通过望远镜在它们的周围看到星云状的气壳（图9.22）。观测气壳角直径的增长率，并根据谱线的多普勒位移确定的气壳膨胀速度，便能算出新星的距离。

新星的质量难以精确测定，在大多数情况下需作某种假设才能估算，所得的数据一般在$0.3\sim1.0M_\odot$的范围内。新星抛射的气壳的质量更难确定，用不同方法估计的结果大致为$10^{-5}\sim10^{-3}M_\odot$的数量级。在赫罗图上爆发后的新星大概位于主序和白矮星之间的区域内（见图9.1）。

5．爆发原因　　在探讨新星爆发原因的进程中，关键的一步是在五十年代迈出的。1954年，沃尔克（M.F.Walker）发现武仙DQ是食双星，每隔4小时39分发生一次交食。这样短的周期表明两颗子星是靠得很近的。随后，克拉夫特（R.F.Kraft）观测了10颗

老新星(新星后阶段的星)，其中七颗有确凿的证据表明是双星，它们的绕转周期都不到一天。如果双星的轨道平面与观测者视线的交角很大，克拉夫特的观测就不可能发现它们是双星。因此，有理由假定新星都是双星。



(a)

(b)

图 9.22 新星抛射的气壳：(a)1951年拍摄到的1934年武仙座新星周围的气壳；(b)1901年英仙座新星周围的气壳在1949年的形状。这是已观测到的新星气壳中最大的一个，膨胀速度为3000千米/秒

从轨道运动速度和交食持续时间的观测可算出恒星的大小，从而发现新星所属的双星系统中都有一颗非常小的恒星。现在普遍认为，新星是由一颗体积很小，密度很大的矮星(可以认为是白矮星)和一颗较冷的(表面温度低)主序星或巨星组成的双星系统，两颗子星很靠近。冷星体积大，外层受引力的束缚弱，在近旁的白矮星的潮汐力作用下，气体被拉向白矮星。白矮星是垂死的恒星，它已耗尽了核燃料的供应，由很密的氦(或更重的元素)核心和很薄的富氢外层构成。在白矮星的表面附近引力场很强，下落

的气体获得很大的动能，当气体掉入白矮星时，动能转化成热能，使白矮星表面温度升高。来自巨星或主序星外层的气体主要成分是氢，因此为白矮星提供了核反应的新鲜燃料。当白矮星表面大约积累了$10^{-4}M_\odot$的氢时，温度和密度便高到足以发生氢核聚变反应，致使白矮星外层爆发，产生了观测到的新星。

6．X 射线新星　上述的新星的亮度激增都是指在可见光波段。自六十年代后期以来，还发现了X 射线新星，或常称作暂现X 射线源，但它们的光学对应天体并不是新星。它们在一天左右的时间内从以前不知道有X 射线源存在的地方突然出现，在几天之内X 射线波段上的亮度保持着堪与最亮的 X 射线源匹敌，然后逐渐衰退，经几个月亮度减小几百倍而消失。半人马 X-2 和半人马 X-4 是最早发现的暂现X 射线源。到七十年代末，发现的数目已逾40个，都位于银道面附近。

二、再发新星和类新星变星

1．再发新星　这是指已观测到不止一次爆发的新星。它们大体上每隔10～100年爆发一次，已观测到十几颗。其中罗盘T 和人马V2905已各有五次爆发记录。为了将新星和各种类似于新星的变星加以区别，新星又常称作经典新星。

再发新星和经典新星的光变曲线很相似，不可能凭光变曲线来区别它们，只有当出现了第二次或更多次爆发时方能确定为再发新星。再发新星爆发时，可见光波段的亮度变幅为7^m～9^m，一般比经典新星的变幅小；每次爆发总共释放出10^{36}～10^{37}焦的能量，约抛射出$10^{-6}M_\odot$的物质，也比经典新星的小；爆发过后的行为与新星后的星十分相似。

经典新星和再发新星之间看来并没有根本的不同，有证据表明所有的经典新星都是再发新星。如果新星只爆发一次，以银河系中平均每年出现25颗新星作估算，那么自银河系诞生至今大约

应有2 $\times 10^{11}$颗恒星经历了新星爆发，这个数目与银河系内恒星的总数相当。但是大多数恒星的质量较小，演化缓慢，还不可能演变成新星。只有在每颗新星重复爆发很多次的情况下，才能与平均每年出现的新星数目相符。有人估计，一颗新星两次爆发之间的平均间隔为10^5年，总共大约应经历160～660次爆发。因此，经典新星可能是爆发周期很长的再发新星，只观测到一次爆发而已，而再发新星是爆发周期最短的新星。

2．类新星变星　　系某些特征与新星类似的变星。光变曲线的上升部分比下降部分陡，光变幅约三个星等，比经典新星和再发新星小得多，每隔数年发亮一次。亮度下降时光谱中出现发射线和禁线，表明有气壳抛出。

类新星变星中一部分是爆发后的老新星，另一部分是共生星。共生星是具有共生光谱的恒星，光谱中既有低温恒星的吸收线又有高激发发射线。前者以TiO分子带、Ca Ⅰ和Ca Ⅱ谱线为代表，后者包括He Ⅱ，O Ⅲ和更高次电离原子的发射线和禁线。发亮时还出现B型气壳光谱。已发现共生星约50颗。现在普遍认为，共生星是双星，低温子星一般是红巨星，高温子星为B型或O型的亚矮星，两颗子星被一个共同的气壳包裹着。著名的共生星有仙女Z、飞马AG、天鹅V1016等。

类新星变星还缺乏严密的定义，以致在分类上出现了重叠。例如，北冕T和蛇夫RS既属于再发新星又划归为共生星。这也反映了类新星变星与再发新星的类似性。

三、矮新星

矮新星是爆发规模比经典新星小得多、爆发周期很短、但发亮的突然和迅速跟经典新星有所相似的激变变星。与再发新星和类新星变星相比，矮新星与经典新星的差别较大。矮新星发亮时，亮度增加$2^m \sim 6^m$，一天左右就上升到极大。极大以后亮度几乎

直线下降，经2～10天回复到爆发前的状态。爆发的频次很高，通常每隔20～50天就爆发一次，但间隔可以短至10天，长到400天。一次爆发辐射的总能量为10^{31}～10^{32}焦。对于某一颗矮新星而言，通常每次爆发的方式与以前各次爆发相似，两次爆发之间的时间间隔虽然有所变化，但变得不多，基本上可以确定一个爆发间隔的特征时标。

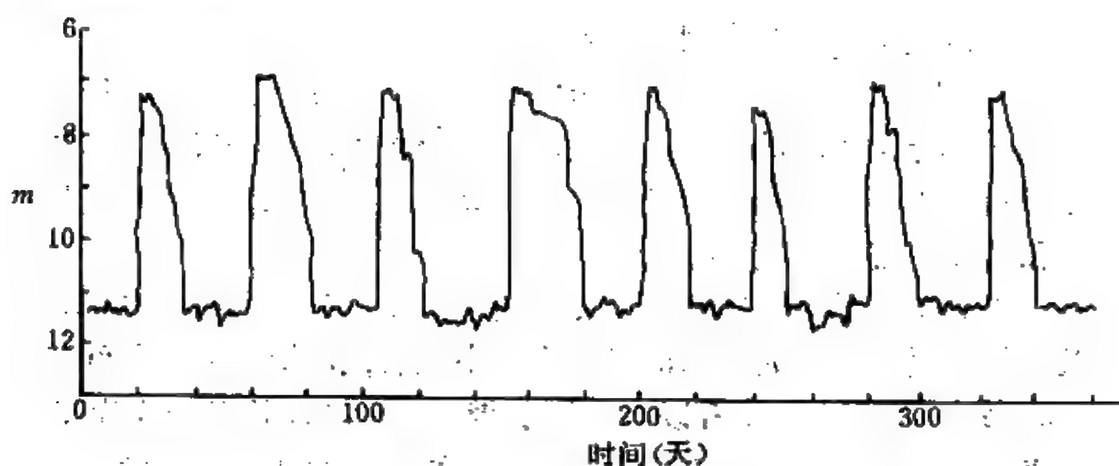


图 9.23 双子U型星的光变曲线

按照光变曲线的形状，矮新星主要可分为双子U型和鹿豹Z型两个次型。大多数矮新星属于双子U型，已知的数目接近300颗，光变曲线如图9.23所示。已知的鹿豹Z型星有40多颗，这类变星的光变曲线(图9.24)的主要特征是有时会出现长时间的停滞，这些停滞几乎总是在亮度下降到相同的星等时出现，在少数情况，停滞可持续几年。而两次爆发之间的间隔通常短于50天。

大多数矮新星已证实是双星，有可能全是双星。矮新星天鹅EM由一颗白矮星和一颗红星(大概是主序星)组成，它是激变变星中唯一的一颗双谱分光食双星，即可观测到两颗子星的光谱和交食，在这种情况下两子星的质量能够可靠地测定，结果是：白矮星的质量为$0.70\pm0.18M_\odot$，红星为$0.90\pm0.17M_\odot$，与用间接方法估计的经典新星和再发新星的质量范围相符合。在亮度极小

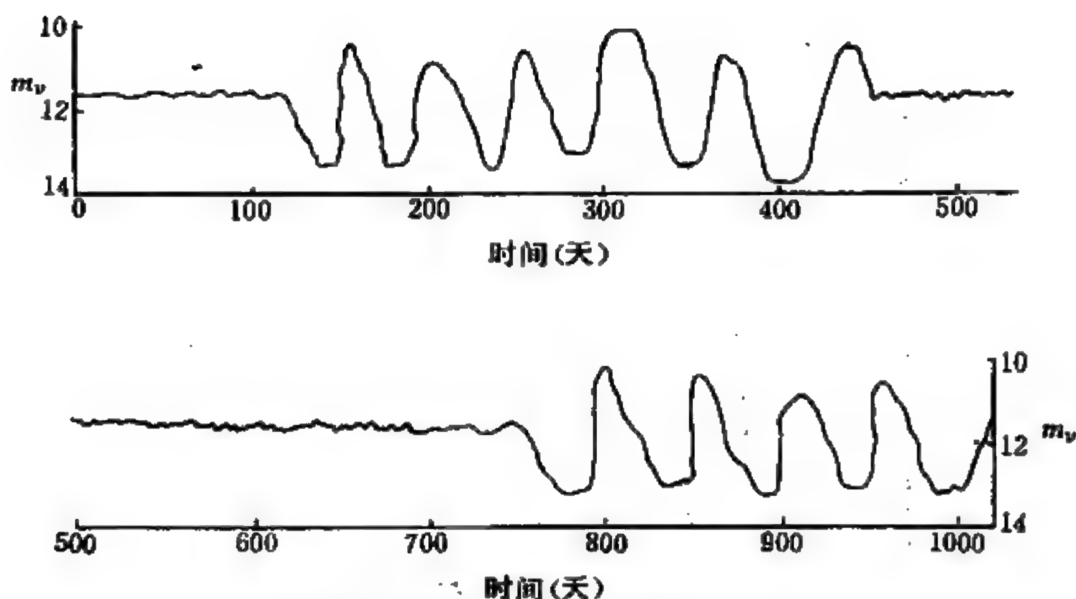


图 9.24 鹿豹Z型星的光变曲线

时期，经典新星、再发新星和类新星变星的绝对目视星等平均约为4.5^m，而矮新星光度较小，平均约为7.5^m。有关矮新星的情况在§9.13中还将进一步讲到。

四、北冕R型星

这是一类很奇特的变星，虽然并不归入激变变星之列，但它们的光变与新星正相反，因而在本节最后简单提一下。

北冕R型星在很长的时间间隔内亮度处于极大，亮度极大似乎是它们的正常状态。但有时亮度会突然下降，变幅5^m～9^m（图9.25）。典型星北冕R已有一百余年的观测历史，它处于亮度极大的时间可长达10年，亮度下降时在一个月中目视星等从5.8^{m}增加到14.8^m。到1976年，已发现这类变星30多颗。它们的光谱型很弥散，O，B，F，G，K和R型均有。这类变星中所有表面温度较低的星都富含碳。从星面抛出的气体云冷却后凝结成大量

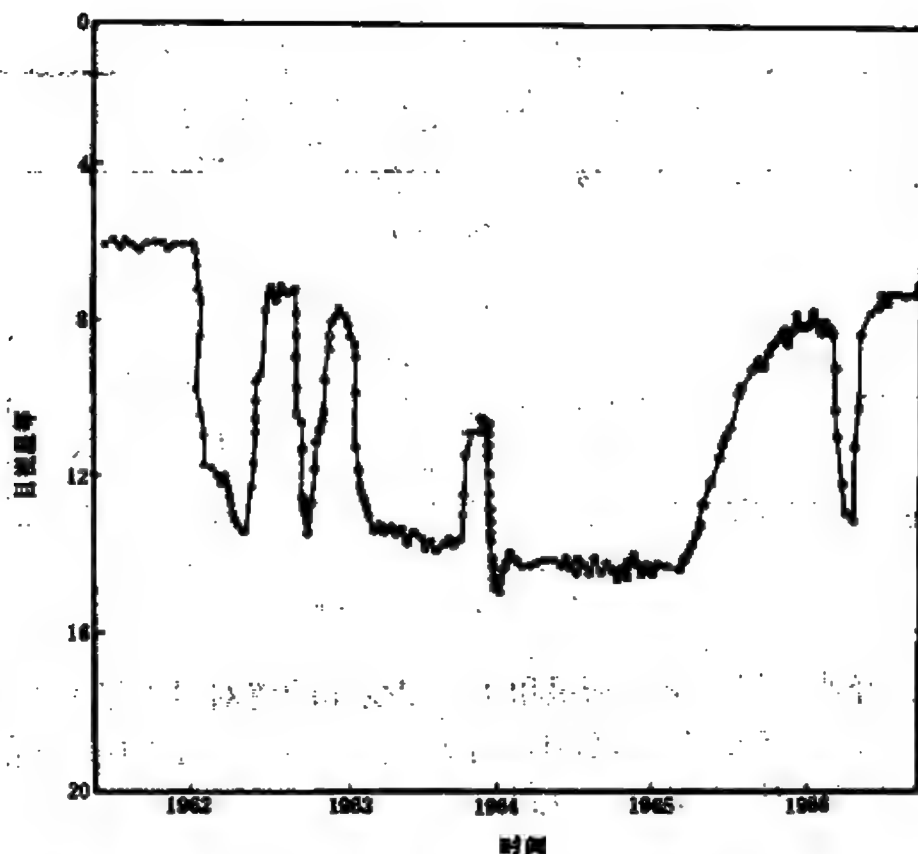


图 9.25 北冕 R 从1962至1966年的光变曲线

的碳的微粒，形成了一道消光的烟幕，这可能是北冕 R 型星亮度大幅度减弱的原因。

§9.6 超 新 星

超新星是爆发规模比新星更大的变星，它们发亮时亮度的增幅为新星的数百至数千倍，抛出的气壳速度可超过10000千米/秒。毫无疑问，超新星是所有变星中最壮观的一类，是恒星所能经历的规模最大的灾难性爆发，在变星分类中属于灾变变星唯一的一

个类型。

一、概况

1．历史上的超新星　在银河系内超新星出现的次数比新星少得多，是十分罕见的天象。距今最近的超新星出现于公元1604年，尚在望远镜发明之前。古人用肉眼看到了天上突然出现的非常明亮的星，用文字记载在古书中。这些记载对于现代研究银河系内出现的超新星提供了十分宝贵的线索，在这方面我国古代的记录作出了最重要的贡献。

据现代中外天文学史专家对东方、阿拉伯和欧洲大量古书的分析，认为记录可靠的超新星有七颗，它们出现的公元年份和星座是：185年于半人马座，393年于天蝎座，1006年于豺狼座，1054年于金牛座，1181年于仙后座，1572年于仙后座，1604年于蛇夫座。这七颗超新星在我国都有记载。公元185年超新星是历史上记载最早的超新星，全世界唯一的资料记录在我国的《后汉书·天文志》中："中平二年十月癸亥，客星出南门中，大如半筵，五色喜怒，稍小，至后年六月消。"公元393年超新星出现在东晋孝武帝太元年间，也只在我国有记载。公元1006年超新星是最明亮的一颗，根据对我国、日本、朝鲜、阿拉伯和欧洲地区的许多资料的分析，可以断定它最亮时的目视星等为-9.5^m，精度在一个星等以内。公元1572年超新星和公元1604年超新星在欧洲分别由著名天文学家第谷和开普勒作过大量精细的观测，根据他们的观测资料以及其他国家的资料可以定出这两颗超新星的光变曲线。前者世称第谷超新星，后者名叫开普勒超新星。

2．河外星系中的超新星　超新星爆发时，光度剧增，光度极大值甚至可以跟整个星系的光度相当。因而用大望远镜不难发现河外星系中出现的超新星(图9.26)。1885年在仙女星系中发现了第一颗河外超新星，纳入变星命名系统，它就是仙女S。后来，

世界上几个大天文台用大视场的施密特望远镜对几百个邻近的河外星系进行系统的搜寻，到1985年共发现了将近600颗河外超新星。由这些资料得出每个亮星系平均每290年出现一颗超新星。当然，这仅是一个统计的结果，并不能用来预言银河系中何时将出现超新星。

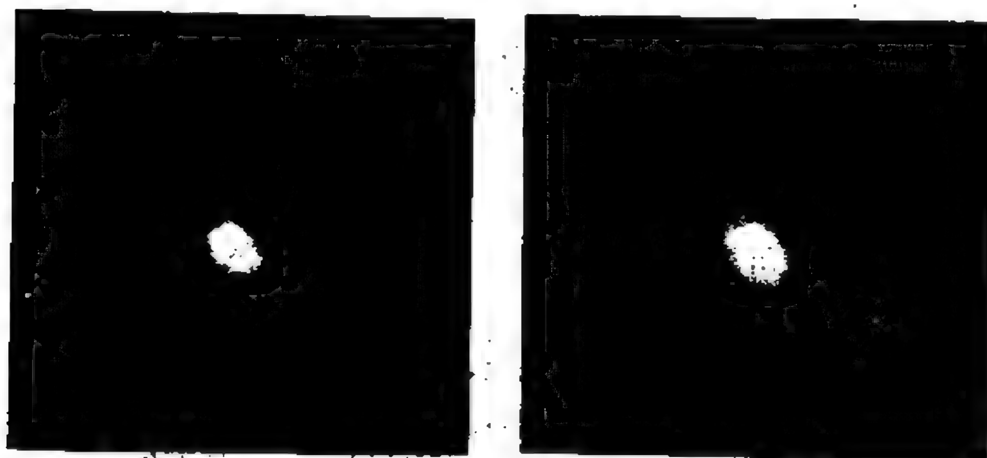


图 9.26 星系NGC4725（位于后发座）的两张照片，右图的线条指示出现的超新星

3．超新星遗迹　对于银河系中的超新星，如今只能通过观测它们爆发后留下的遗迹加以研究。超新星遗迹有光学上膨胀的星云状物质、射电展源、X 射线展源和脉冲星。但只有公元1054年超新星和船帆座超新星上述四种遗迹俱全。射电展源似乎是超新星很普遍的遗迹，已证认出120余个；而光学上观测到属于超新星遗迹的膨胀星云只有20多个。已知的总共150余个超新星遗迹中绝大多数是在人类有文字记载以前爆发的超新星的碎片，无法从古书中考证，主要是根据它们的辐射特征等现代观测资料来判断的。

图9.27是名叫天鹅座圈的幕状星云（或称网状星云）的光学照片，它也是一个射电展源。天鹅座圈大致呈球对称，角直径达3°，

线直径为40秒差距，距离770秒差距。圈的不同部分的膨胀速度略有差异，为100千米/秒左右。估计它是大约5万年以前的一颗超新星爆发的遗迹。气壳抛出后由于受到星际物质的阻碍，膨胀速度逐渐减小，到如今已降到很低的数值了。



图 9.27 天鹅座圈——一颗超新星的遗迹（用对红光敏感的底片拍摄）

仙后A是天空中除太阳以外最强的射电源(图9.28)，角直径4.2′。在该源的位置上没有明亮的星云，但有许多微弱的纤维和星云碎片。碎片以7400千米/秒的速度离开一个中心点。仔细分析

碎片位置随时间的变化，得出仙后A应是公元1700年左右一颗超新星爆发的遗迹的结论。虽然这是一个最年轻的超新星遗迹，但离太阳很远，距离3400秒差距，由于受到星际物质的遮掩，大部分遗迹在光学波段上不能看到。这颗超新星爆发时，视亮度必定较暗，没有引起人们的注意，因而历史上没有关于它的记载。



图 9.28 仙后A的射电亮度分布(曲线)和用光学望远镜拍摄的同一天区的照片的重叠图。黑点是星，黑斑是暗云物质。右上角的方框表示一衡量射电望远镜分辨本领的射束宽度

超新星抛出速度很高的气壳，在星际气体中产生激波，气体加热到几百万度以上的温度便发射X射线。用卫星携带的X射线探测器已观测到了从一些超新星遗迹发射的X射线。天鹅座圈比仙后A年龄大得多，前者发射的X射线的能量(频率)比后者低，因

为对于前者气壳的膨胀速度已很小了。

二、两类超新星

根据河外超新星亮度变化和光谱的观测资料，超新星明显地可以分为两类，以Ⅰ型和Ⅱ型标记。

Ⅰ型超新星的光变曲线的形状彼此很相似(图9.29)。亮度上升很快，极大时典型的绝对星等为-19^m。极大过后20～30天亮度下降2^m～3^m，这一段亮度初降的曲线近似具有指数函数的形状。然后亮度下降变得较缓慢。在可见光区爆发辐射出的能量为10^{42}～10^{43}焦。在Ⅰ型超新星的光谱中连续谱是主要成分，此外有非常宽的发射带和吸收带，这些带难以证认，可能是由一些谱线重叠而成。光谱中缺乏氢线，表明这类超新星氢含量很低，主要由重元素组成。气壳的膨胀速度可达12000千米/秒。Ⅰ型超新星常在椭圆星系中观测到，属于星族Ⅱ。第谷超新星已确定是Ⅰ型。

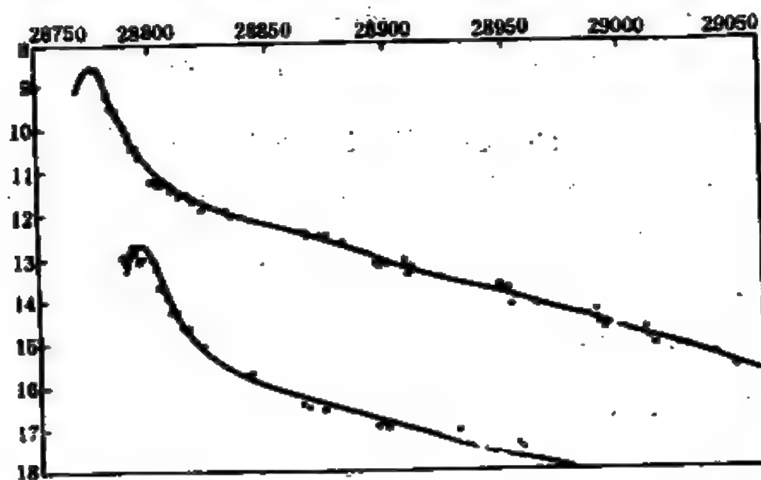


图 9.29　星系IC4182(上)和NGC1003(下)中出现的两颗Ⅰ型超新星的光变曲线，纵座标是照相星等，横座标为儒略日

Ⅱ型超新星的光变曲线的形状彼此差别较大(图9.30)。亮度

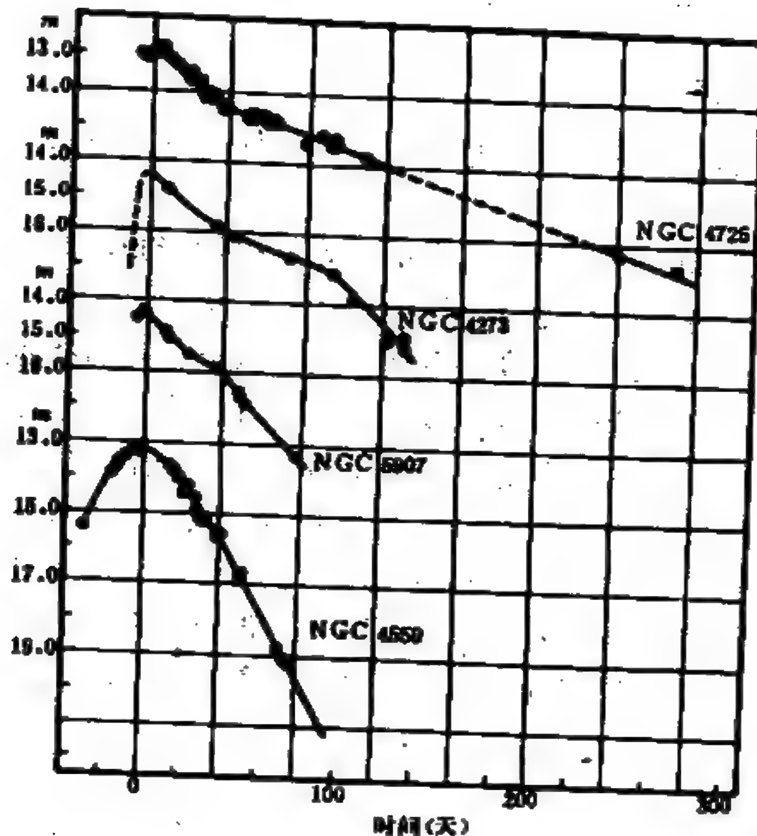


图 9.30 四颗Ⅱ型超新星的光变曲线

上升和初降跟Ⅰ型超新星类似，极大时典型的绝对星等为-17^m，比Ⅰ型暗两个星等。区别于Ⅰ型的主要特征是极大以后亮度大约下降1.5^m时光变曲线上出现一个向上凸的“肩膀”，在这之后光变曲线下降比Ⅰ型陡。可见光区辐射的能量比Ⅰ型超新星大约低一个数量级。Ⅱ型超新星的光谱在亮度极大时是连续谱，没有吸收线和发射线，连续谱的强度分布相当于O型星。极大过后一星期，在氢的H_α和H_β线附近出现由弱到强的发射带。此后，紫外区的连续谱逐渐减弱，而宽的发射和吸收带很显著，与新星的光谱类似，但带的宽度比新星宽得多，膨胀速度达7000千米/秒左右。Ⅱ型超新星氢含量高，常出现在星系的旋臂区域，属于星族Ⅰ。

超新星抛出的物质的质量估计为 1 ～$10M_{\odot}$，动能达 10^{43}～10^{44}焦，加上辐射能量，一颗超新星释放的总能量可达10^{44}焦。如此大的爆发规模对一颗恒星来说是灾难性的，它的结构将发生很大的变化，甚至整颗星被炸毁。而新星爆发时只损失很小一部分质量，它们可以再次爆发。因此超新星与新星有本质上的区别。与新星类似，可以利用超新星亮度极大时绝对星等的统计资料来测定它们所在的星系的距离。

三、蟹状星云

1．简短的历史回顾　　在众多的超新星遗迹中，研究最广泛、对现代天文学产生最深远影响的当推金牛座中的蟹状星云（彩照 9），它是公元1054年超新星的遗迹。关于这颗超新星的出现全世界只有我国和日本有记载，其中我国的记载较详细。

宋朝的司天监（宫廷天文学家）在前后一百多年时间内，相继于公元1006、1054和1181年记录的三颗客星，尤其是公元1054年记录的客星，在九个世纪以后为我国赢得了世界的声誉。当今，国际上几乎所有论述蟹状星云或超新星及其遗迹的专著和通俗文章少不了要提到中国的记载。关于公元1054年超新星我国古书上有多次记录。例如，《宋史・天文志》记载"至和元年五月己丑，(客星）出天关东南可数寸，岁余稍没。"《宋史・仁宗本纪》记有："嘉祐元年三月辛未司天监言：自至和元年五月，客星晨出东方，守天关，至是没。"《宋会要》中的记录是："嘉祐元年三月，司天监言：'客星没，客去之兆也。'初，至和元年五月，晨出东方，守天关。昼见如太白，芒角四出，色赤白，凡见二十三日。"从这些记录可知：这颗超新星于1054年 7 月 4 日（至和元年五月己丑）出现，位置在金牛ζ（天关）附近，有二十三天在白天能见到，象金星（太白）那样亮，由此估计它最亮时的目视星等约为-5^{m}。到1056年 4 月 6 日（嘉祐元年三月辛未）消失。故用肉眼能看到的时间达21个月。

令人感到奇怪的是这样一个明亮的天界不速之客在阿拉伯和欧洲竟没有任何的记载。发现这颗超新星留下的遗迹必须等到望远镜发明之后。1731年，英国一位内科医生、业余天文学家比维斯(J. Bevis)首先用望远镜在金牛ζ近旁看到了一个模糊的云雾状天体，当然他并不知道公元1054年的客星。法国天文学家梅西耶(C. Messier)从1771年起陆续发表了他的星云和星团观测资料，把蟹状星云列为第一号天体，称为M1。十九世纪中叶英国人罗斯用自制的大望远镜看到了蟹状星云的纤维状结构，它酷似蟹钳，从此蟹状星云的名字就叫开了。1921年，美国洛威尔天文台的兰普兰特(C. D. Lampland)比较相隔八年以上拍摄的蟹状星云照片，威尔逊山天文台的邓肯(J. C. Duncan)利用两张由口径1.5米反射望远镜相隔11.5年拍摄的照片，互相独立地发现蟹状星云在膨胀。美国天文学家哈勃注意到，按照蟹状星云的膨胀速率，膨胀大约开始于900年之前，他于1928年首先提出蟹状星云是公元1054年客星事件的产物。对蟹状星云研究的黄金时代是在五十年代以后到来的。

2. 概况　蟹状星云离太阳2000秒差距，光学区域的角大小为$7' \times 4.8'$，相应的线大小为4秒差距×3秒差距。质量难以精确估计，大概为$2 \sim 3 M_{\odot}$。由距离的数据以及根据我国的记录判断的公元1054年超新星亮度极大时目视星等为-5^m，并考虑到星际物质消光的影响，估计该超新星亮度极大时绝对星等约为-18^m。

在彩色照片上可以清晰地看出蟹状星云的结构，里面部分呈弥漫的星云状，发蓝色的光辉；外面部分由红色的纤维构成。蓝色区域的光谱是连续谱。纤维的光谱中有强发射线，主要是氢的巴耳末线以及OⅡ、OⅢ、NⅡ、NeⅢ和SⅡ的禁线。由于在$H\alpha$谱线中的辐射占上风，所以纤维呈红色。纤维中原子的电离是由蓝色区域的紫外辐射引起的。从发射线的多普勒位移得出纤维在膨

胀，最大的速度达1500千米/秒。

四十年代末，证认了强射电源金牛A的光学天体就是蟹状星云。实际上，强射电辐射是从蟹状星云的蓝色区域发出的。六十年代中，观测到该星云中央角直径2′的区域发射X射线。六十年代末，接收到它的红外辐射和γ射线。从这些发现不仅可以得到在不同波段上蟹状星云的辐射谱，而且估计出在整个电磁频谱它的辐射功率为1.0×10^{31}瓦。图9.31是根据观测资料绘出的蟹状星云的辐射谱，频率ν以赫为单位，$S(\nu)$表示在地球上接收到的单色辐射流量密度，以瓦/(米^2·赫)为单位。在以对数为标度的这张图上，射电、红外和光学、X射线波段的辐射谱都是直线，也就是说蟹状星云的辐射谱是幂律谱，可表示成

$$S(\nu)\propto\nu^{\alpha}\ , \qquad (9.4)$$

其中α称为频谱指数。在射电波段，$\alpha=-0.26$；在红外和光学波段，$\alpha=-0.9$；在X射线波段，$\alpha=-1.2$。

3．同步加速辐射　现在普遍认为，幂律谱产生的机制是同步加速辐射。四十年代中期，原子核物理学家研制了一种名叫同

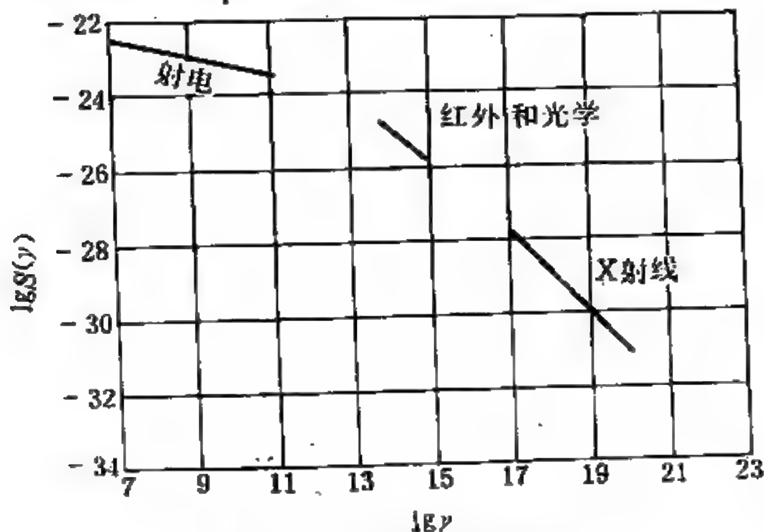


图 9.31　蟹状星云的辐射谱

步加速器的新型加速器，能加速粒子达到10^8电子伏的能量。美国的一组科学家通过一台产生高能电子的同步加速器的玻璃窗看到了一种迷人的现象：高速运动着的电子在其运动的方向上发射出很强的光，当电子的能量为3×10^7电子伏时，光呈暗红色；能量达到8×10^7电子伏时，光呈蓝白色。通过偏振器观察，当偏振器取某一个方向时可以看到很强的光，在它旋转了90°后就几乎看不到光了。表明这种光是偏振的。最初在同步加速器中发现的这种光遂取名为同步加速辐射，又叫做磁轫致辐射，它是在磁场中的相对论性电子(速度接近光速的电子)绕磁力线作螺旋运动时发射的。辐射集中在沿电子运动方向的很窄的角度内，成束状。辐射的频率(波长)依赖于电子的速度和磁场强度，因而这种机制可以产生任何频率(波长)的辐射，而且辐射是偏振的(图9.32)。

对于蟹状星云，发蓝色可见光的里面区域的连续辐射机制，从

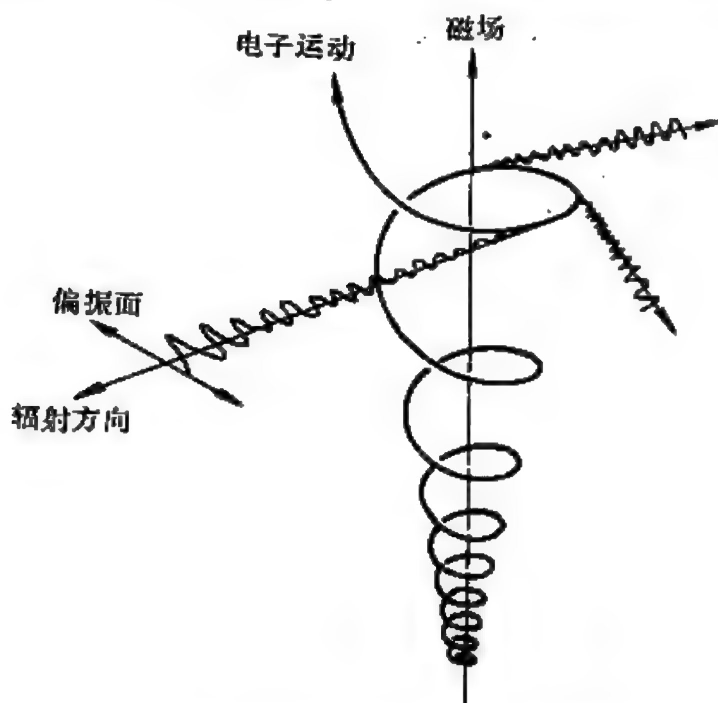


图 9.32 磁场中相对论性电子的同步加速辐射

射电波到X射线甚至γ射线，都是电子的同步加速辐射。详细计算表明，在强度为10^{-8}～10^{-9}特的磁场中运动的相对论性电子可以产生观测到的辐射。而且，蟹状星云内磁场的方向只要不是完全无规则，偏振面的取向便有序，辐射带有一定程度的偏振。当辐射通过偏振器，随偏振器取向不同，强度发生变化，在最强和最弱的两个方向上强度之差与强度之和的比率称为偏振度，用以衡量辐射的偏振程度。观测已证实了蟹状星云的辐射是偏振的，光学偏振度在局部区域大于50%，X射线偏振度约为15%，射电偏振度小于10%。偏振的存在是同步加速辐射的有力证据，因为其他的连续辐射机制，如黑体辐射以及自由电子在离子电场中的自由-自由跃迁，都不具有偏振的性质。

应当指出，蟹状星云是唯一被确证具有同步加速辐射的超新星遗迹，其他超新星遗迹的辐射认为是由于激波加热星际气体而产生的。蟹状星云的这种特有的性质使它不能代表超新星遗迹的普遍性质。

虽然同步加速辐射能解释蟹状星云的连续谱，但又提出了发射高能光子的电子能维持多久的问题。电子静质量的能量为0.51兆电子伏，尽管速度接近光速时能量可以大大增加，但它辐射的损失也是可观的。在蟹状星云的磁场强度的条件下，发射X射线的电子估计一年左右就消耗了大部分能量，而发射光学和射电辐射了。一年仅占蟹状星云年龄的0.1%。因此蟹状星云内必须有一个不断补充高能电子的源，或者存在一种机制使电子重新获得加速。这个谜直到六十年代发现蟹状星云中央的一颗星是脉冲星后才开始揭开。关于脉冲星将在§9.8中专门介绍。

蟹状星云和位于它中央的脉冲星一起，集射电、红外、光学、X射线和γ射线辐射于一身，是天文学上独一无二的珍品。一位著名的天文学家在评论现代天文学时，曾认为蟹状星云占了一半，所有其他的领域占另一半。虽然这是过分的夸张，但可以看到蟹状

星云在国际天文界受到重视的程度。

四、爆发原因

无论从释放的能量还是从损失的质量来衡量，超新星爆发的规模远比新星大，因而不可能象新星那样爆发发生在外层，必须从核心找原因。探索超新星爆发的原因和详细过程跟天文学上很多问题的研究一样，是通过计算许多模拟的模型进行的，模型是否正确，必须受观测资料检验。由于超新星的观测资料很贫乏以及爆发过程极其迅速、涉及的物理因素十分复杂，对这个问题还没有取得确定的答案。

超新星爆发之前属于什么类型的恒星？观测没有提供任何资料。重要的质量数据也是不明确的，主要依据Ⅰ型超新星属于星族Ⅱ，Ⅱ型超新星属于星族Ⅰ的线索，从统计上来说，Ⅱ型超新星是大质量恒星，而Ⅰ型超新星质量较小。

对Ⅱ型超新星的模型，一般取质量大于 $8\ M_{\odot}$，爆发发生在大质量恒星演化到形成了由铁构成的核心以后的阶段（关于恒星演化见§10.6）。这时中心温度和密度分别达10^{9}开和10^{11}千克/米^{3}的数量级。铁原子核有一个根本不同于其他元素的原子核的性质，即它的结合能最大，当铁原子核进行聚变或裂变反应时，不是释放能量，而是吸收能量。大约在 5×10^{9}开的核心温度下，光子有很高的能量能穿入铁原子核，使铁裂变成氦。在此过程中，星核消耗了大量能量，不能维持足够高的压力来抗衡引力，星核便坍缩，温度和密度很快升高，导致电子和质子结合形成中子，并伴随产生了中微子。中微子逃逸又带走了大量能量，使星核坍缩进行得非常快，最大坍缩速度可达10^{7}米/秒以上。这种快速坍缩过程称为暴缩。由于越靠近星核中心，坍缩速度越小，当中心区域的密度数值高达原子核密度以上时，坍缩突然被阻止，但星核的外区仍在自由下落，便出现了反弹，产生向外传播的激波。激波

携带着大量的能量，如果它传播到星核表面时，使得原先向内下落的星核表面壳层发生速度反转，并达到逃逸速度，则壳层就被抛射出去，形成了Ⅱ型超新星爆发。

Ⅰ型超新星的质量估计与太阳相差不大，但却也能产生如此激烈的爆发，曾使人感到费解。现在倾向于用双星模型解释。Ⅰ型超新星是由一颗白矮星和一颗普通恒星组成的双星系统，该白矮星的质量很接近于它的极限值(见§9.7)，并拥有一个由碳和氧构成的核心。气体从普通恒星流向白矮星，后者的质量增加。当白矮星的质量超过极限值时，星体便坍缩，核心温度上升，发生了碳原子核的聚变反应。这种核反应是爆炸性的，引起了星体爆发。这类爆发大都把星体炸毁，没有留下致密的星核。

现在普遍认为，许多重元素只能在超新星内部的条件下通过核反应形成(见§10.6)。随着超新星爆发，各种重元素被抛入星际空间，成为以后形成的星球的一部分原料。按照这种观点，地球上存在的、包括组成人体的重元素中有很多原先是在超新星内形成的。

自从公元1604年开普勒超新星问世以来，人类已将近400年没有看到银河系内的超新星了。毫无疑问，凭借现代的观测技术，一颗新的银河超新星的出现，将使天文学家获得无可估量的重大成果。无论是专业人员还是门外汉，如果在一生中能目睹超新星爆发这种银河系内最壮丽的天象，都将是一件很幸运的事。

超新星爆发对一颗恒星来说是毁灭性的事件。构成星体的大部分甚至全部物质被炸散了，留下的可能有体积极小密度极高的星核——可能是中子星或黑洞。以下三节将分别叙述处于恒星演化的最后阶段的三类致密天体：白矮星、中子星和黑洞。

§9.7 白 矮 星

一、概况

在赫罗图下方远离主序的广阔区域内散布着一些恒星，它们的光度低，表面温度大都较高，呈白色。这些星就是白矮星。

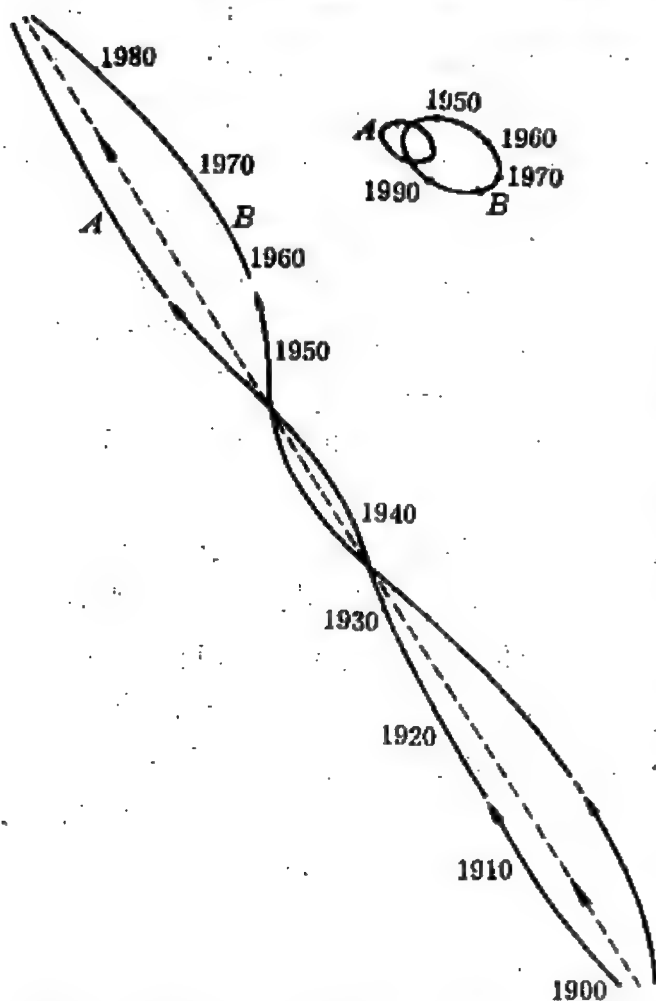


图 9.33 天狼A和B自本世纪以来描出的轨迹（实线），虚线是这个双星系统质心的轨迹。右上表示，天狼A和B相对于它们质心的轨道

1844年，贝塞耳根据天狼星移动路径中出现的波浪形推断它必定有一颗没有看见的伴星（图9.33）。1862年，美国人克拉克(A. Clark)用他自己制造的当时最大的口径47厘米折射望远镜看到了这颗伴星。原来，天上最亮的天狼星是一个双星系统，绕转周期50年，亮的主星遂称为天狼A，暗的伴星叫天狼B（图9.34）。天狼B



图 9.31　天狼 A 和 B 的像。天狼 A 的特殊形状是因光阑的衍射造成的。右边的小亮点是天狼B

的目视星等为8.68 m，天狼 A 为 -1.45^m，两者相差10个星等，即亮度相差一万倍，这对天狼 B 的观测带来不小的困难。到1915年才确定天狼B 不是一颗普通的主序星，它呈白色，表面温度与天狼A 相差不大，因此亮度的很大差异主要是由表面积的不同引起的。七十年代中期，通过观测紫外辐射的卫星发现在光谱的这一波段上天狼 B 与比它亮得多的天狼 A 的辐射可以区分开来，于是测得天狼 B 的连续辐射能量的峰值落在110.0纳米波长处，对应的有效温度为26000开，再由光度数据，算出半径等于$0.0073R_\odot$。根据天狼 B 的轨道运动，最新测定的质量数据是$1.05M_\odot$。因而天狼 B 的质量跟太阳差不多，但体积只有地球的一半，它的平均密度达3.8×10^9千克/米^3，比水的密度大3.8×10^6倍。

天狼B 是最早被发现的白矮星。继它之后陆续又有不少发现，有的是双星成员，有的是单星。至今已观测到1000多颗白矮星。它们的光度很低，绝对目视星等在8^m ～16^m 的范围内，因此只有离太阳不太远的白矮星才能观测到。除天狼 B 之外，小犬α (南河三)

和波江40的伴星以及范玛伦2是离太阳5秒差距以内的著名的白矮星。

白矮星的有效温度大都介于5500开和40000开之间，少数越出这个范围。它们的颜色对应于从O型星到K型星的颜色，个别的具有早M型星的颜色。因而白矮星在赫罗图的下方分布很广，实际上少数呈黄色甚至红色。按照光谱白矮星细分为许多次型，列于表9.3中。此外，还有若干次型其光谱特征介于表中的次型之间。例如，$D_{A,F}$介于DA和DF之间，HI线较锐且弱，有CaII的弱线；$D_{B,A}$表示有一点HI线痕迹的DB星。

表9.3 白矮星按光谱的分类

次型	光谱特征
DC	连续谱，没有谱线
DO	HeII线强，有HeI和(或)HI线
DB	HeI线强，没有HI线，偶有CaII线
DA	有HI线，没有HeI线
DF	有CaII线，没有HI线
DG	有CaII和FeI线，没有HI线
DK	CaII线弱
DM	CaII和CaI线弱，可能有TiO吸收带
λ4135	在波长413.5纳米处有未经证认的宽吸收带
λ4670	在波长467.0,514.0纳米处有宽吸收带，大概由C_2产生

图9.35 白矮星的质量-半径关系

白矮星的质量一般在$0.2\sim1.1M_\odot$的范围内。与主序星的质量-半径关系迥然不同，质量越大的白矮星，半径越小（图9.35）。白矮星的中心密度

为$10^{8}\sim10^{12}$千克/米^{3}。

二、简并电子气和钱德拉塞卡极限

1. 简并电子气　白矮星是一类与主序星不同的稳定恒星。在主序星内部，跟指向中心的引力相抗衡的向外的力是气体压力或辐射压力的梯度，这两种压力都具有热的性质，是靠星核内进行的核聚变反应释放的热能来维持的。但当星体内核燃料用完，核反应停止时，引力必定要占上风，星体便收缩，直至有另外的力能抵抗住引力，星体才能稳定下来。白矮星正是代表了核反应停止后恒星的一种稳定结构，它们不遵守主序星的质光关系和质量-半径关系，它们的密度比主序星大得多，在结构上必定与主序星差别很大。那么，在白矮星内跟引力相抗衡的是什么力呢?

1924年爱丁顿认为，在白矮星内部的高温条件下原子失去了电子，裸原子核得以挤在一起，造成了白矮星的高密度。在费米(E.Fermi)和狄拉克(P.Dirac)提出了电子气的量子统计理论后，紧接着福勒(R.H.Fowler)于1926年指出，在白矮星内部电子气的简并压力可以抗衡引力。这种压力是量子力学中泡利不相容原理的直接结果。该原理说，在同一个状态只能由一个电子占有，而不允许容纳两个或两个以上的电子(对于质子和中子也同样)。电子的状态是由它的位置和动量决定的。考虑一个小体元并向它注入电子，先注入的电子首先占满了动量最低的状态，后注入的电子只能占据动量越来越高的状态。因此，当电子的密度很高时，必定有一些电子具有很高的动量，它们的速度甚至可以接近光速。电子运动对周围的粒子施加了压力，正如在通常的气体中压力是由原子或分子的热运动产生的。但不同的是，在现在的情形中电子获得很高的动量不是由足够高的温度激发的，而是泡利不相容原理对同一状态上电子数的限制所引起。这种电子不再遵守理想气体的规律，称为简并电子，它们的压力称为简并压力。

2. 简并电子气的物态方程　微观粒子并不是经典力学所描述的位置和动量都能确定的粒子，由于既有粒子性又有波动性，它们的位置和动量是不能同时精确测定的，位置和动量的不确定由海森伯(W. Heisenberg)的测不准关系描述：

$$(\text{位置的不确定量})\times(\text{动量的不确定量})=h,$$

其中h是普朗克常数。由此得出，粒子所占的体积越小，它的动量不确定量越大。

利用测不准关系可以定性地推导出简并电子气的物态方程——简并压力和密度之间的关系。压力P近似表为$p=nm_e v^2$，其中n是单位体积中的电子数，m_e是电子的质量，v是电子的平均速度。若在体积V内有N个原子，则$n\propto\frac{N}{V}$，比例系数跟气体的化学组成有关，因为不同元素的原子电离时提供的电子数是不等的。作为数量级估计，每个电子被限制的体积$\propto\frac{V}{N}$，所以位置的不确定量$\propto(\frac{V}{N})^{\frac{1}{3}}$。动量的不确定量取为与$m_e v$同数量级。由测不准关系，得

$$v\propto\frac{h}{m_e}\left(\frac{N}{V}\right)^{\frac{1}{3}},$$

于是

$$P\propto\left(\frac{N}{V}\right)^{\frac{5}{3}}\propto\rho^{\frac{5}{3}}, \qquad (9.5)$$

其中ρ是气体的密度。跟理想气体的物态方程(8.21)式不同，简并压力与温度无关。对于理想气体，温度固定时，压力与密度成正比；但对于简并电子气，压力依赖于密度的$\frac{5}{3}$次幂。因而在密度很高的情况下，简并压力可以远远超过通常的气体压力。当密

度更高时，许多电子具有非常大的动量，速度接近光速，这些电子成为相对论性的。相对论性电子气的简并压力跟密度的关系为

$$P \propto \left(\frac{N}{V}\right)^{\frac{4}{3}} \propto \rho^{\frac{4}{3}} \qquad (9.6)$$

与温度仍无关。

3．钱德拉塞卡极限　　白矮星的稳定结构就是由向外的电子气的简并压力的梯度与向里的引力相平衡造成的。引力$F \propto \frac{\rho M}{R^2} \propto \frac{M^2}{R^5}$，其中$M$和$R$ 分别为白矮星的质量和半径。对于非相对论性简并电子气，压力梯度$\propto \frac{P}{R} \propto \frac{\rho^{\frac{5}{3}}}{R} \propto \frac{M^{\frac{5}{3}}}{R^6}$。在这两个力相平衡的情况下，得到白矮星的质量-半径关系：

$$R \propto M^{-\frac{1}{3}} \qquad (9.7)$$

这就说明了白矮星的质量越大，半径则越小的特性。

随着白矮星质量增加和半径减小，电子被局限于更小的空间区域内，有更多的电子占据了动量很大的状态，成为相对论性的。此时需应用相对论性电子气的简并压力的公式，压力梯度$\propto \frac{P}{R} \propto \frac{\rho^{\frac{4}{3}}}{R} \propto \frac{M^{\frac{4}{3}}}{R^5}$。令压力梯度与引力相等，半径$R$ 便约去。这意味着已不可能适当调节白矮星的半径来达到平衡状态了。于是，白矮星的质量存在一个上限，超过此上限，电子气的简并压力不再能跟引力抗衡。1932年，苏联物理学家朗道预言了白矮星存在极限质量。1935年，印度出生的美国天文学家钱德拉塞卡计算了白矮星的内部结构，得出了这个极限质量为$1.44M_{\odot}$，世称钱德拉塞卡极限。由于计算了白矮星的极限质量以及其他方面的许多杰出成就，钱德拉塞卡获得了1983年诺贝尔物理学奖。白矮星的极限质量与白矮星的化学组成有关。根据恒星演化的理论，白矮星

内部氢已全部枯竭，$1.44M_{\odot}$的极限值是对氢丰度为零的化学组成计算的结果。

三、其他几个问题

应当指出，钱德拉塞卡极限是在假定白矮星不自转的条件下得出的，如果白矮星自转很快，离心力抵消了一部分引力，白矮星的最大质量就能大大超过钱德拉塞卡极限。然而，除了在某些特殊的双星中的白矮星之外，大多数白矮星自转并不快，视自转速度 $v\sin i$ 都小于50～60千米/秒。

根据光谱中氢、氦或其他元素的谱线的塞曼分裂，或者通过对辐射的偏振观测，到七十年代末已发现了13颗磁白矮星(单星)，表面磁场强度为3×10^{2}～10^{4}特；另外发现四颗磁白矮星是双星的成员，包括武仙DQ和武仙AM，前者即1934年武仙座新星，后者是一颗著名的矮新星，在§9.15中将较详细讲它。强磁场的存在也有助于抗衡引力，因而会提高极限质量的数值。

白矮星的质量存在上限，意味着只有质量小于钱德拉塞卡极限的恒星，或者质量虽然大于该极限，但在演化过程中损失了多余质量的恒星才能演变成白矮星。行星状星云(见§10.3)是它的中央星抛出气体形成的，中央星正在损失质量，现在普遍认为它们是大多数白矮星的前身。其他被认为可能是白矮星前身的星是O型和B型亚矮星，特别是其中表面重力较高的星。由于电子简并压力的抗衡，白矮星不会再收缩释放引力势能。对于孤立的白矮星已丧失了产能的手段，仅靠内部贮藏的热能来维持辐射，它们逐渐冷却，经过几十亿年的时间便不发光，成为“黑”矮星。然而对于双星中的白矮星，如果另一子星有物质流向其表面，便有相当可观的引力势能转化成热能辐射出去，白矮星就显得较明亮。在§9.4中提到的鲸鱼o的伴星就是一例，它比一般的白矮星的光度大。白矮星跟新星和Ⅰ型超新星爆发的关系在前两节中已讲到，

不再赘述。

白矮星表面具有很强的引力场。按照爱因斯坦的广义相对论，时钟走动的快慢与它所处的引力场的强弱有关，引力场越强，时钟走动越慢。原子发光是一种周期过程，即在一定的时间间隔内发射一个光波。于是，地球上的观测者看来，具有强引力场的天体发射的光的周期变长，即频率降低了。在光谱中的反映是谱线与正常位置相比向红端位移，这一现象称为引力红移。它也可以理解为光子脱离天体时因克服引力场而丧失了一部分能量，致使频率变低。在白矮星的强引力场的条件下，谱线的引力红移达到可以测量的程度，成为广义相对论的三大天文验证之一。对天狼B和波江40 B进行过这种验证，在可能的误差范围内(由于白矮星质量和半径测定得不精确)观测与理论的预言是符合的。

§9.8 中子星和脉冲星

一、中子星的概念

质量超过钱德拉塞卡极限的恒星，如果在演化过程中不损失质量，一旦核燃料耗尽后会发生什么过程呢？在这种情况下，恒星坍缩到白矮星的体积，电子气的简并压力仍不能跟引力相抗衡，星体继续坍缩，密度越来越高，直至出现另外的力能支撑住星体时，坍缩才会停止。

1. 逆β衰变和中子星　　一个孤立的中子会衰变成一个质子、一个电子和一个反中微子，这是一种β衰变过程[1]，半衰期为12分钟。然而，当电子的速度接近光速时，可以发生如下的逆β

---

[1] 上世纪末在研究铀的天然放射性时，发现它发射的射线中有一种称为β射线的成分是带负电的粒子，后来证实就是电子。β衰变是这样一个过程，在这个过程中原子核的电荷减小或增加一个单位而质量数不变。

衰变过程：



$$P^+ + e^- \rightarrow n + \nu,$$

即一个高能电子(e^-)跟一个质子(P^+)碰撞，形成了一个中子(n)，并发射出一个中微子(ν)。随着星体内密度升高，由于简并性，越来越多的电子获得了很大的动量。如果物质由氢组成，当密度达到10^{10}千克/米^{3}时，开始出现上述的逆β衰变；如果物质由铁组成，则在10^{12}千克/米^{3}的密度下，电子和铁原子核中的质子之间的逆β衰变开始发生。通常这样形成的一个富含中子的原子核会进行β衰变，将电子抛出。但是在高密度的情况下，由于泡利不相容原理，存在于原子核外的自由电子已占满了各种状态，阻止了原子核抛出电子。在逆β衰变的进程中，一方面由于电子密度减小引起电子压力降低，另一方面由于中子不带电荷引起静电斥力的丧失，星体进一步坍缩，原子核内的中子数与质子数之比率继续增大。可是，这样引起了原子核的结合力减弱。当密度大约达到4×10^{14}千克/米^{3}时，中子开始从原子核内"滴出"，形成原子核外的中子流体。密度升到10^{17}千克/米^{3}时，原子核便完全离解，除了混杂很少量的质子和电子外，物质几乎全部由自由中子组成。跟简并的电子类似，此时的中子也是简并的，其简并压力可以跟引力相抗衡，星体进入了一种新的平衡状态。这种主要由中子组成的稳定恒星就是中子星。

关于在极高密度下存在简并中子流体的理论预言最早是朗道在1932年作出的。巴德和兹威基(F·Zwicky)紧接着于1934年提出超新星爆发后留下的星核可能就是中子星。

2．中子星的质量极限　与白矮星质量的钱德拉塞卡极限相对应，由中子的简并压力支撑的中子星也应有一个质量上限，超过此上限引力仍压倒了中子的简并压力，平衡结构不存在。这个质量上限是与物态方程密切相关的。1939年，奥本海默(J.R.Oppenheimer)和沃尔科夫(G.M.Volkoff)首先计算了中子星的模

型，他们采用没有相互作用的简并中子气的物态方程，这种物态方程完全与简并电子气的物态方程(9.5)式类似，只不过将中子的质量代替了电子的质量。然而，在中子星内部的高密条件下，中子之间的相互作用已不能忽略，密度达到10^{18}千克/米^3(与原子核密度相当)时，超子的形成已很重要，而且从表面到中心密度相差悬殊，不同的区域应有不同的物态方程，所以实际情况比单纯的中子气的简并压力复杂得多。七十年代以来，一些研究者更严格地计算了中子星模型，但由于对物质在极高密度下的物态方程了解得不很可靠，关于中子星质量的理论极限至今仍不如白矮星质量的极限那么确定，其上限估计在$2\sim3M_{\odot}$之间。

必须指出，从理论上来说，质量小于钱德拉塞卡极限但大于$0.15M_{\odot}$①的恒星也容许具有稳定中子星的结构，这种低质量的中子星可能在超新星暴缩的过程中星核受到强大的压缩而形成。质量超过钱德拉塞卡极限的中子星，既可以通过超新星暴缩产生，也有可能不经历爆发过程而形成。比如，双星中的白矮星如果从另一子星获得足够多的物质，质量超过了钱德拉塞卡极限，也许会通过缓慢的非爆发性的坍缩过程变成中子星。

中子星也有与白矮星类似的质量-半径关系，质量越大，半径越小。由于中子的质量是电子的1840倍，质量大的粒子必须在更高的密度下才能成为简并的，所以中子星的半径比白矮星小得多，只有10～20千米，精确的数值依赖于质量。

二、脉冲星的发现和命名

1. **发现经过**　三十年代关于中子星的理论探讨在当时看来完全是纸上谈兵，似乎并没有希望能得到观测验证，因而对中子星的研究后来就沉默下来了。过了三十年，随着脉冲星的发现，

① 一般认为，$0.15M_{\odot}$是中子星质量的下限，质量小于此值的恒星不能紧密地束缚成为中子星。

中子星成了现代天文学中最热门的研究对象之一。

1967年7月，在英国剑桥大学卡文迪许实验室所属的穆拉德射电天文台里，休伊什领导的一个小组研制成了一架用于观测小角直径射电源的行星际闪烁的射电望远镜。如所周知，恒星的光线受到地球大气的折射后，恒星看起来在闪烁，而角直径比恒星大得多的行星，由于视面上各点的闪烁互相叠加的结果，看起来不闪烁。与此类似，天体发射的射电波在到达观测者之前穿越了电离气体会受到比穿过中性气体大得多的折射，对于角直径很小的射电源就有闪烁现象，角直径大的则没有。在射电源和观测者之间有三种电离气体：恒星际空间的电离气体，弥散在行星际空间的太阳风以及地球大气中的电离层，其中行星际的太阳风对射电源的闪烁影响最大。通过观测射电源闪烁现象可以分析射电源

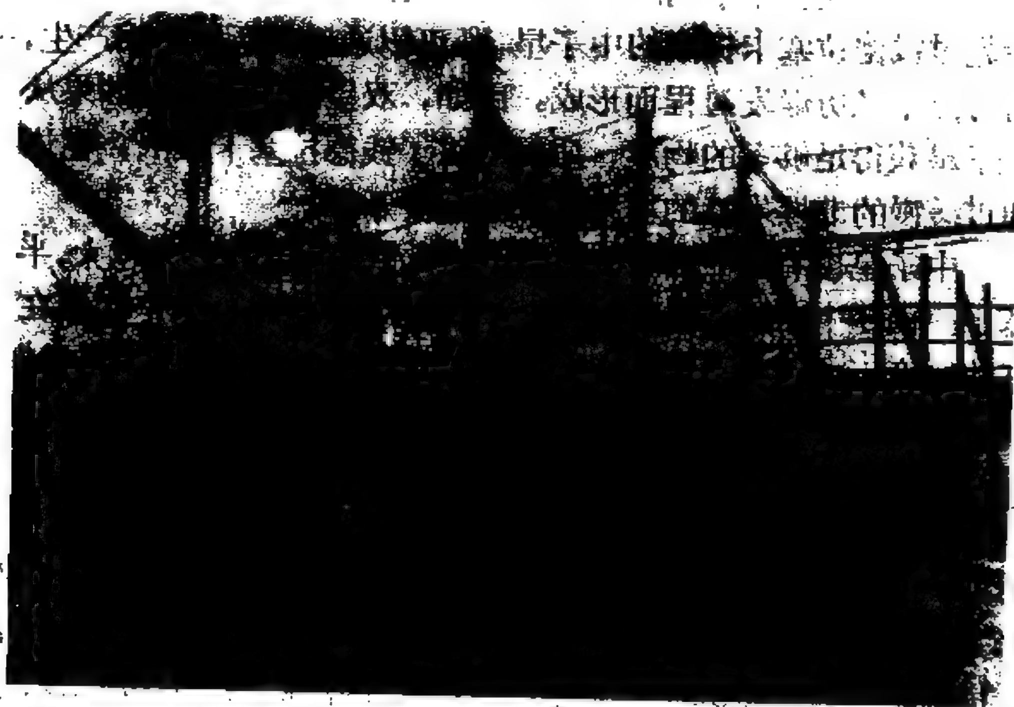


图 9.36 剑桥大学穆拉德射电天文台的一架射电望远镜的天线阵，脉冲星就是用这架望远镜发现的

角直径的大小，区分射电源是致密的还是延展的。

休伊什和他的同事设计的望远镜由安装在田野上的长方形天线阵（图9.36）和中央接收机组成，工作波长3.7米(频率81.5兆赫)，在此波长上行星际闪烁很显著。跟世界上其他的大射电望远镜相比，这架独特的望远镜的主要优点是其接收机有记录信号快变的能力。由于射电天文学家在当时并不知道有快变的射电源，为了平滑掉随机的噪声起伏，接收机普遍设计成只能接收经过几秒钟积分的平均信号，不具备发现短于一秒的信号快变的能力。此外，休伊什小组的这架望远镜的天线阵占地21150米^2，这样大的接收面积使它非常灵敏，相当于一架直径165米的抛物面天线射电望远镜。

休伊什的研究生贝尔(女)被安排负责使用这架望远镜。8月6日子夜她记录到一组很强的信号起伏，而通常太阳风引起的射电源闪烁在子夜是很弱的。经过一个月的监测，信号时隐时现，但出现时的恒星时都相同，于是排除了地球上的干扰或来自太阳的可能。休伊什小组随即安装了一台能记录到信号强度更快变化的接收机，于11月28日首次看到了这个奇怪的信号源发射的信号是由一系列规则的脉冲组成的(图9.37)，脉冲的周期(两个相邻脉冲之间的时间间隔)为1.3373秒。不久，贝尔又发现另外三个源，脉冲周期都是一秒左右。

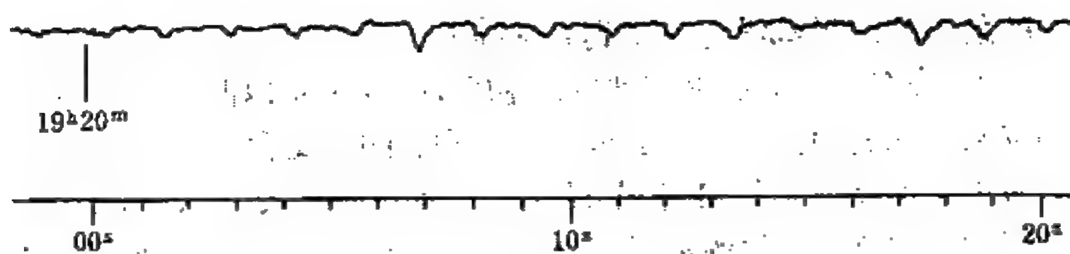


图 9.37　1967年11月28日第一颗脉冲星CP1919的射电脉冲观测记录（强度向下增加）

休伊什和他的同事一度曾设想他们观测到的规则的射电脉冲是从地外文明世界发出的信号，但这种引人入胜的想法很快放弃了。因为任何外星人都应居住在绕某颗恒星运动的行星上，作了地球绕太阳公转的改正后，没有探测到脉冲有多普勒效应。此外，脉冲的能量是在相当宽的波段中发射的，高度智慧的外星人不会如此愚蠢地浪费他们的能量。这些脉冲射电源必定是太阳系以外的天体，后来被称为脉冲星。

1968年2月24日在英国出版的一期《自然》杂志上发表了休伊什和他的同事的论文："一个快速脉冲射电源的观测"，在这篇著名的论文中作者宣布了他们的发现，并分析了脉冲射电源的性质，提出了建立在白矮星或中子星基础上的模型。剑桥天文学家的这一发现震动了国际天文界，许多天文学家投入到研究脉冲星的洪流之中。观测上的新发现和理论上不断深入的研究成果纷至沓来。

在新发现的脉冲星中，特别重要的是1968年冬发现的位于船帆座超新星遗迹中的脉冲星和位于蟹状星云中的脉冲星，它们的脉冲周期分别为0.0892秒和0.0331秒。1969年和1970年又先后发现蟹状星云射电脉冲星的光学、X 射线和γ射线脉冲，周期与射电脉冲的周期一致。它发射的能量主要集中在X射线波段。在光学上，它是一颗15ᵐ的星，光谱很特殊，只有连续谱，没有吸收线，很久以来就怀疑它是公元1054年超新星爆发后留下的星核。1977年，发现了船帆座射电脉冲星的光学脉冲。然而，对所有其他的射电脉冲星都没有观测到光学脉冲。

2．命名　在脉冲星研究的初期，脉冲星是以两个字母附上四位数字取名的。第一个字母标志发现它的天文台，第二个字母P为英文词"Pulsar"(脉冲星)的词头，四位数字表示以1950.0年为历元①的该脉冲星的赤经的小时和分。例如，CP代表剑桥脉冲

① 由于岁差和章动（见§13.4）的影响，天球坐标系在随时间变化，因此天体的坐标应指明是对什么时刻（历元）而言的。

星，休伊什小组发现的第一颗脉冲星名叫CP1919，它的赤经是19^h19^m。HP为美国哈佛大学发现的脉冲星；NP系美国国家射电天文台发现的脉冲星，蟹状星云脉冲星名叫NP0531[1]；AP代表美国康奈尔大学设在波多黎各的阿雷西博射电天文台发现的脉冲星；MP为澳大利亚悉尼大学莫隆洛射电天文台发现的脉冲星。后来，为了有一个统一的命名法，采用了三个字母PSR（"Pulsar"的缩写），并附以赤经的数字、赤纬的正负号和度数来命名。例如，第一颗发现的脉冲星名为PSR 1919＋21，蟹状星云脉冲星和船帆座脉冲星分别为PSR0531＋21和PSR0833－45。

三、脉冲星的主要观测特征

到1986年初已发现了约450颗脉冲星，从它们大量的观测资料中列举出如下的主要特征。

（1）在1982年以前，观测到的脉冲星的周期在0.03～4.3秒范围内，其中周期大于两秒的很少。PSR0531＋21的周期最短，RSR0833－45是第三颗周期最短的脉冲星。脉冲持续时间多数在0.001～0.05秒之间。

1982年9月在阿雷西博射电天文台发现了一颗脉冲星PSR 1937＋214，周期为1.5578毫秒。1983年发现的PSR1953＋29，周期为6.1337毫秒。这两颗脉冲星的周期短到只有毫秒的数量级，称为毫秒脉冲星。毫秒脉冲星比以往发现的脉冲星周期短一个数量级以上，它们的发现在脉冲星的研究史上是重大的事件，带来了新的研究热潮。

（2）脉冲星的周期是极其稳定的。但是相隔一段时间，比如几天至一年，进行精密的测量，发现周期也有变化，变化的基本特征是所有脉冲星的周期变率$\dot{P}$（周期对时间的导数）大于零（即

1　由于定位的不确定，在早期的文献中该脉冲星也常称为NP0532。

周期在增长)，其数量级为10^{-13}～10^{-15}。与原子钟的周期变率10^{-12}～10^{-13}相比较，脉冲星的守时性更佳。周期最短的脉冲星周期增长得比周期最长的脉冲星快。PSR0531+21的$\dot{P}$是最大的，为4.2×10^{-13}，或3.6×10^{-8}秒/天。然而毫秒脉冲星却不同，例如PSR1937+214的$\dot{P}$仅为1.2×10^{-19}，守时性比一般的脉冲星更精确得多。

个别脉冲星，除了很规则的周期增长外，还观测到不规则的周期突然减小。PSR0833-45在1969年2月24日到3月3日之间周期大约减小了2×10^{-7}秒，随后在几星期内恢复到接近正常的周期。在1971年和1975年又出现类似的突变（图9.38）。这颗脉冲星规则的周期变率是1.1×10^{-8}秒/天，比突变时的周期变率小，而且两者变化的方向相反。PSR0531+21在1969年9月、1971年10月和1975年2月也经历了突变，但周期减小的幅度比PSR0833-45约小100倍。这种现象称为自转突快,因为周期突然减小是由自转突然加快引起的。

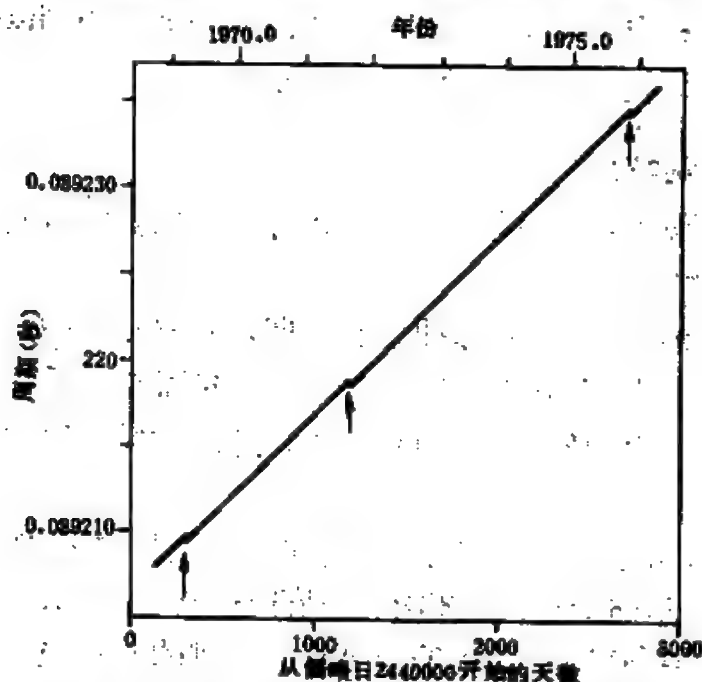


图 9.38 PSR 0833-45 (船帆座脉冲星)从1968年至1976年间的周期变化，其中有三次突变(箭头所示)

必须强调指出，本节讲述的脉冲星是射电脉冲星，在§9.15中将介绍的X射线脉冲星跟射电脉冲星不同，它们的周期一般是

在变短。

(3) 脉冲星的单个脉冲辐射常常是高度偏振的，有的偏振度达100%。各个脉冲的强度和形状彼此都不相同，呈现混乱的变化。但把几百个脉冲的系列叠加起来得出的累积脉冲轮廓是相当稳定的，有单峰、双峰和多峰(图9.39)。每颗脉冲星的累积脉冲轮廓与其他脉冲星都不同，一般说来，周期短于一秒的脉冲星，多为单峰；周期长于一秒的，双峰或多峰居多。

(4) 脉冲星的射电辐射功率在10^{18}～10^{24}瓦范围内，辐射频谱具有幂律谱的形式(见(9.4)式)，频谱指数α一般在-1～-3之间，其中以-1.5左右最常见。有的频谱曲线由两段斜率不同的直线组成，则低频段的α很接近于-1 (图9.40)。

(5) 由于星际物质中存在自由电子，射电脉冲的群速度略小于真空中的光速，并且跟频率有关。这种色散现象使得频率较低的脉冲的到达时间比频率较高的脉冲迟一些。测量不同频率的脉冲到达时间之差，可以估计从脉冲星到观测者的路程上自由电子的总数。如果从其他方面的研究得出了星际空间中自由电子的平

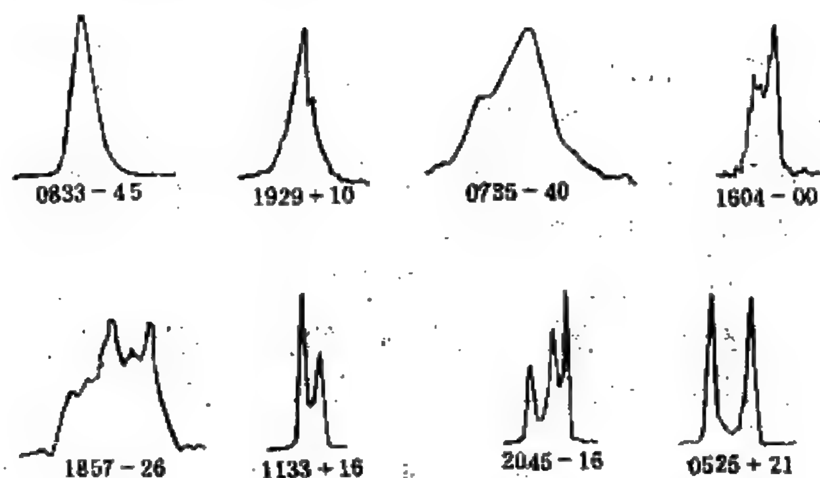


图 9.39 脉冲星的累积脉冲轮廓示例

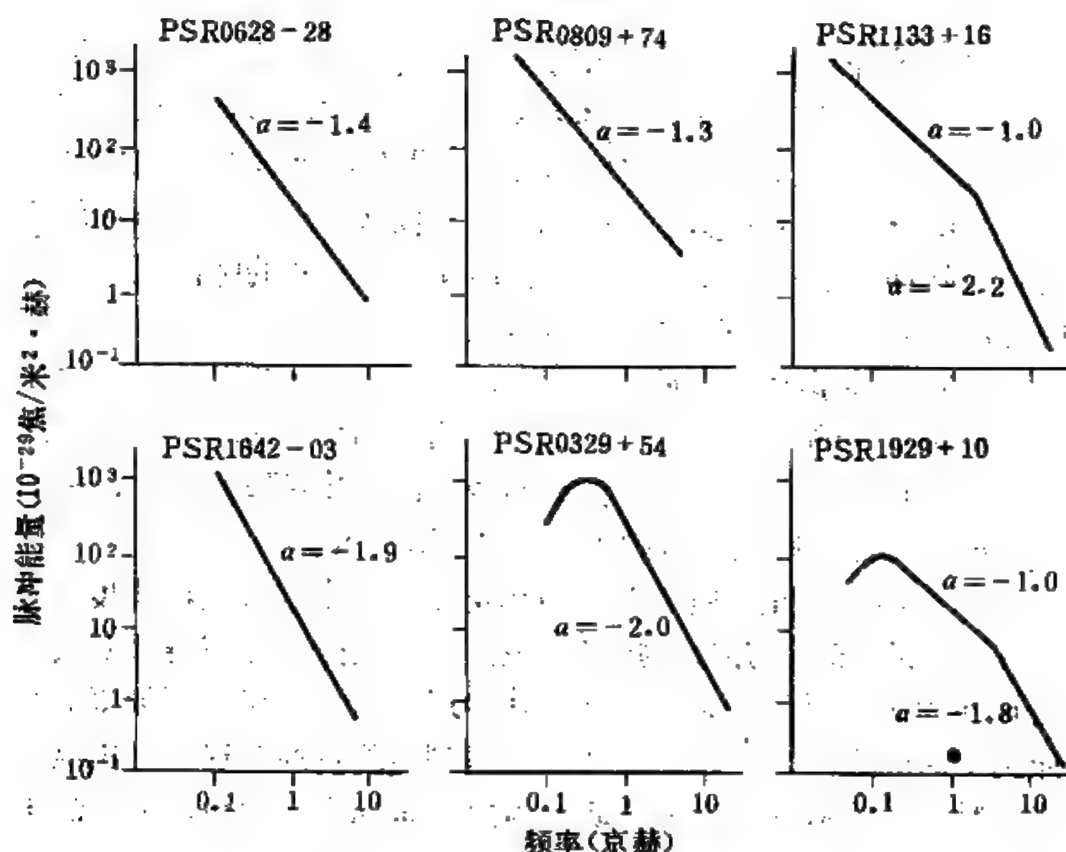


图 9.40　六颗脉冲星射电辐射的频谱曲线

均密度①，便可近似地定出脉冲星的距离。色散测量是估计脉冲星距离的主要方法。然而应当清醒地看到，由于这种方法中包含着自由电子在星际空间中的分布到处一样的假设，所定出的脉冲星的距离不是很可靠的。

(6) 从脉冲星在天球上的位置的统计得知，它们集中在银道面的近旁。这一事实表明，已观测到的脉冲星位于银河系内②，因为如果它们是河外的天体，其分布应是均匀的。

---

① 例如，对于 PSR0531＋21，由于蟹状星云的距离已由光学的方法测定，它的距离是已知的，根据色散测量可以得到星际空间中自由电子的平均密度的数据。

② 已发现了一颗脉冲星在大麦哲伦云内。

(7) 在约450 颗已知的脉冲星中，只有七颗是双星系统的成员，其中包括毫秒脉冲星PSR1953+29，其余都是单星。

第一颗双星脉冲星PSR1913+16发现于1974年7月，它的脉冲周期为0.059秒，除了毫秒脉冲星之外，是第二颗周期最短的。从脉冲周期很大的周期性变化，得出了它在绕另一颗星运动的结论，绕转周期为7.75小时(参阅§9.10中图9.48)。两颗子星光学上都看不见。PSR1913+16的轨道半长径与太阳半径差不多，由此可以推断另一颗子星不是普通的主序星，它的体积必定很小。

四、脉冲星证认为中子星

根据脉冲星的观测资料，理论分析很快得出了脉冲星是自转中子星的结论。

首先，脉冲周期的极端规则性表明，脉冲不可能来自恒星大气中局部的扰动，而应与恒星整体的性质有关。而且，脉冲星的脉冲持续时间都只有几毫秒至几十毫秒，由此可以获悉脉冲星是体积很小的天体，其大小至多与行星相当。因为一个辐射强度呈现快变的天体，其大小不应超过在变化的时标内光传播的距离，不然，天体各部分的辐射到达观测者时强度的起伏相互平滑掉了，便显不出快变。这个结论是光速有限的结果，而不依赖于天体的性质。于是，大小不超过行星的恒星候选者只剩下白矮星和中子星。

在宇宙中，具有精确周期性的恒星的运动有三种可能的方式：双星轨道运动、星体的脉动和自转。

对于轨道运动的情况，如果两颗白矮星以几十毫秒那样短的周期绕转，则它们之间的距离应比白矮星的半径小得多。如果两颗中子星相互绕转，按照广义相对论，会产生以引力波为形式的引力辐射，在这过程中损失了能量，导致两星之间的距离减小，从而轨道运动的周期很快减小，这与观测事实不符。因此，白矮星或中子星的轨道运动都不能成立。

根据恒星脉动理论得出的脉动周期与平均密度的关系(9.3)式，用白矮星密度的数据计算，脉动周期为10秒的数量级，决不可能短于一秒；对于中子星，如果星体在脉动，周期应在1～10毫秒范围内，跟观测到的绝大多数脉冲星的脉冲周期相比又太短了。因而星体脉动也应摒弃。

恒星自转的角速度不应超过一个临界值ω，它由赤道上物质所受的引力与离心力相平衡的条件决定。在将星体当作球形的近似下，该条件为

$$\omega^2 R = \frac{GM}{R^2}. \tag{9.8}$$

由(9.8)式得出，对于力学上稳定的自转星，自转周期P必须受下式的限制：

$$P > (3\pi)^{\frac{1}{2}}(G\rho)^{-\frac{1}{2}}. \tag{9.9}$$

对于白矮星，自转周期至多容许短到一秒的数量级，而很多脉冲星的周期比一秒短。对于中子星，自转周期容许短到一毫秒。毫秒脉冲星虽然很接近这个临界周期，但并未超越。

由以上简短的分析可见，为了解释脉冲星非常规则又十分短的周期性，除了自转中子星(对于周期较长的情况，不能排除自转白矮星)以外，别无其他选择的余地。因此，脉冲星是自转中子星已成为公认的结论。

五、脉冲星的能源和辐射

在脉冲星证认为自转中子星之后，接着应说明自转中子星辐射能量的来源以及怎样产生了脉冲辐射。

1．能源　　脉冲星的周期就是中子星的自转周期。脉冲星的周期都在增长的观测事实表明中子星自转在变慢，因而转动能减小。对于一颗以角速度Ω旋转的球形中子星，转动能W_T可表为

$$W_T = \frac{1}{2} I \Omega^2, \tag{9.10}$$

式中，I为转动惯量[①]，对于密度均匀分布的球体有简单的表示式

$$I=\frac{2}{5}MR^2, \tag{9.11}$$

其中M和R分别为中子星的质量和半径。I的数量级为$10^{37}\sim10^{38}$千克·米^2。(9.10)式两边对时间求导数便得转动能的损失率为

$$\dot{W}_T=I\Omega\dot{\Omega}=-\frac{4\pi^2 I\dot{P}}{P^3}. \tag{9.12}$$

对于PSR0531+21，$|\dot{W}_T|\simeq4.7\times10^{31}$瓦。而蟹状星云的辐射功率为$1\times10^{31}$瓦。所以，PSR0531+21减小的转动能足以提供蟹状星云和它自身的辐射所需的能量。如今，脉冲星的辐射能是由中子星的转动能转化而来的看法已普遍被接受。

2．灯塔效应　脉冲持续的时间比脉冲周期短得多使人联想起灯塔。中子星的射电辐射不是从整个星面各向同性地发出的，而是产生于某个区域内，而且这种辐射成束状。随着中子星自转，辐射束指向不同的方向，当它扫过地球的方向时，就观测到一个脉冲。中子星每自转一周，辐射束扫过地球一次，因此脉冲周期就是中子星的自转周期。显然，在这种"灯塔效应"中（图9.41），辐射束越宽，观测到的脉冲的持续时间便越长。灯塔效应又意味着已发现的400多颗脉冲星都是辐射束正好扫过地球的自转中子星，必定还有许多中子星，它们的辐射束在旋转过程中不指向地球的方向，因而不能被发现。此外，对于离地球太远的脉冲星，脉冲信号很弱，加上射电波受到大量的星际空间中自由电子的色散后，脉冲的特征变得模糊，以致难以发现。因此银河系内实际存在的脉冲星数目应比已发现的多得多，估计有10^5颗。

3．磁场　脉冲星的辐射为什么会成束状的？转动能是通过什么机制转化成辐射能的呢？这些问题远未完满地解决。从脉冲

---

① 或称惯性矩。

辐射高度偏振的观测事实以及辐射成束使人很自然地想到脉冲星有很强的磁场，因为磁场会产生这些特性，比如，在磁场中相对论性电子的同步加速辐射具有很强的偏振性和方向性。一颗快速旋转的磁化中子星会以频率等于自转频率的电磁波的形式辐射出能量。对于PSR0531+21的计算表明，为了使这种电磁波的辐射能等于中子星损失的转动能，星面的磁场强度必须为10^8特的数量级！如此强的磁场似乎令人难以置信，其实，按照中子星是从普通恒星坍缩演变而来的观点这是不难理解的。例如，考虑一颗原先半径为10^6千米的恒星坍缩到半径为10千米的中子星。由于恒星内部的原子都已电离，磁力线冻结在等离子体中，星体坍缩时磁通量不变，即 $4\pi R^2B$保持为常数（R 为星的半径，B 为星面的磁场强度），则半径缩小了10^5倍，磁场强度便增加10^{10}倍。于是，只要恒星原先的表面磁场强度有10^{-2}特，坍缩形成的中子星就可获得10^8特的表面磁场。与此类似，由于星体在坍缩过程中角动量守恒，随着转动惯量减小，自转角速度相应地增加，达到中子星那样的快速自转也是容易理解的。

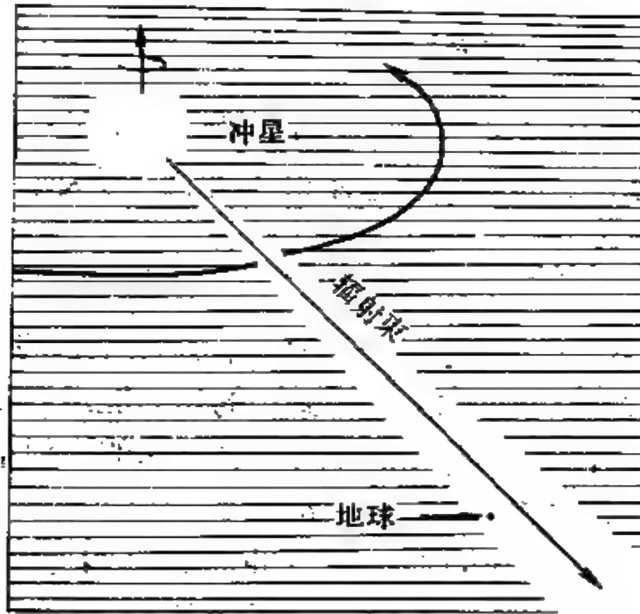


图 9.41 灯塔效应示意图

4．倾斜自转磁中子星模型　关于具有极强磁场并且快速自转的中子星如何加速粒子，成束的辐射是在中子星的什么区域发射的等问题都是有争议的。例如，上一段提到的频率等于中子

星自转频率的电磁波是一种波长十分长的波，能有效地将电子加速到很大的速度，并发出同步加速辐射。又如，一个旋转的磁场可以产生电场。在中子星的表面之上应有10^{14}伏/米的电场，这样强的电场足以克服引力，将电子和质子拉出去，在中子星周围形成了等离子体。等离子体受强磁场控制，随磁力线一起绕中子星的自转轴转动，转动的线速度与离中子星的距离成正比。在距离

$$r_c = \frac{c}{\Omega} \simeq 5 \times 10^4 P \text{千米} \qquad (9.13)$$

处，带电粒子的转动速度达到了光速c。半径为r_c的圆柱叫做光速圆柱。对于PSR0531＋21，$r_c \simeq 1600$千米。在光速圆柱的外面，带电粒子不再受中子星磁场控制，脱离了中子星，成为宇宙线的一种可能的来源。在光速圆柱与中子星磁赤道面相交的区域中的高速电子，沿电子运动方向发出的成束状的同步加速辐射扫过地球时便产生了脉冲辐射。另一种看法是辐射束产生于中子星表面磁极区域，并沿着磁轴发射。辐射束不论沿着磁轴发射，还是在光速圆柱处沿着磁赤道面发射，都必须假定中子星的磁轴跟自转轴不重合——倾斜自转磁中子星模型(图9.42)，方能产生灯塔效应。

六、中子星的内部结构和形成

中子星内的粒子是简并的，由于粒子的简并压力远大于热压力，温度对中子星的结构不产生影响[1]，起关键作用的是密度。

中子星内部密度的分布取决于它的质量，根据理论推测，从表面的10^9千克/米^{3}增加到中心的10^{17}～10^{18}千克/米^3，变化达八、九个数量级。表面之上如果有大气的话，厚度只有10^{-2}米的数量级。表面之下是固态的外壳，由铁原子核和简并电子组成，原

[1] 即使中子星内的温度高达10^{10}开，相当于粒子的热能为一兆电子伏。但简并中子的能量达50兆电子伏，在此意义下中子星仍算是"冷"的，可以当作零温度处理

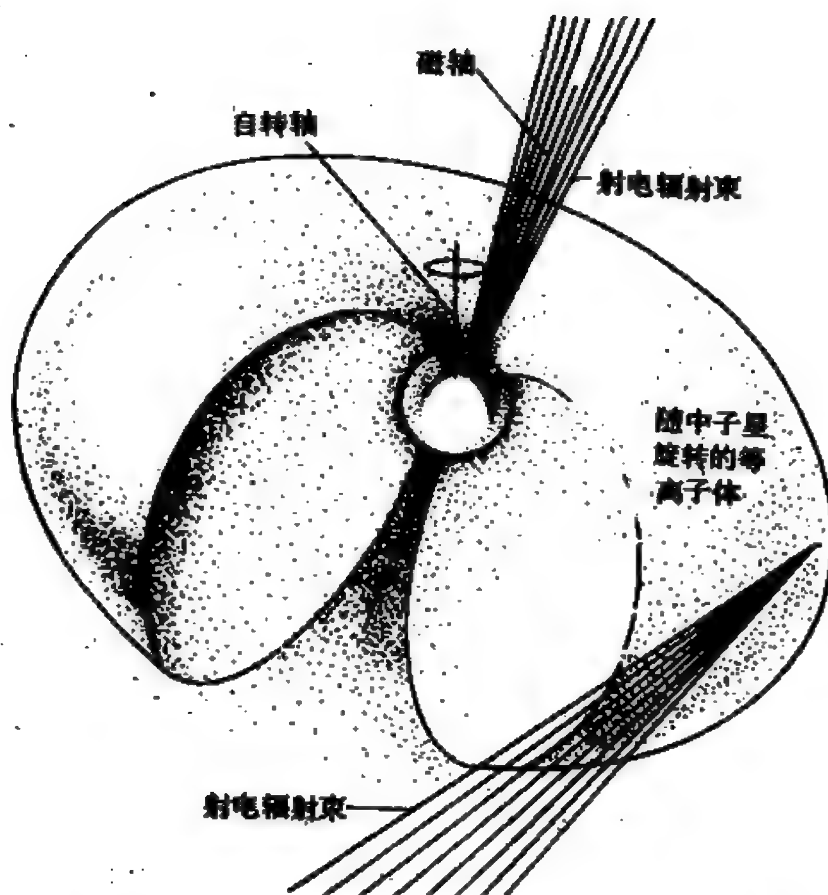


图 9.42 灯塔效应的具体化——倾斜自转磁中子星模型。辐射束可能从磁极区域发出，也可能来自光速圆柱区域

子核排列成晶体点阵，这一层的厚度仅几百米至一千米左右。从外壳往里，逐渐进入了中子流体的区域，在那里原子核已完全离解，除了占 1 %左右的质子和电子①外，物质由自由中子组成。这种中子流体具有超流的性质，没有粘滞性；而少量的质子流体很可能具有超导性，即没有电阻。中子超流区域一直延伸到中心。对于大质量的中子星，核心密度超过10^{18}千克/米^{3}时，中子和电子

① 中子星内部不可能纯粹由中子组成，必须有一些电子和质子，由泡利不相容原理阻止中子进行β衰变。电子和质子所占的比率取决于本节开头讲的β衰变和逆β衰变过程之间的平衡。

的能量大到可以产生介子和超子。关于在这种超原子核密度下星核的特性是很不确定的，也许处于晶体状态。图9.43是根据中子星的一种理论模型绘出的内部结构的示意图。

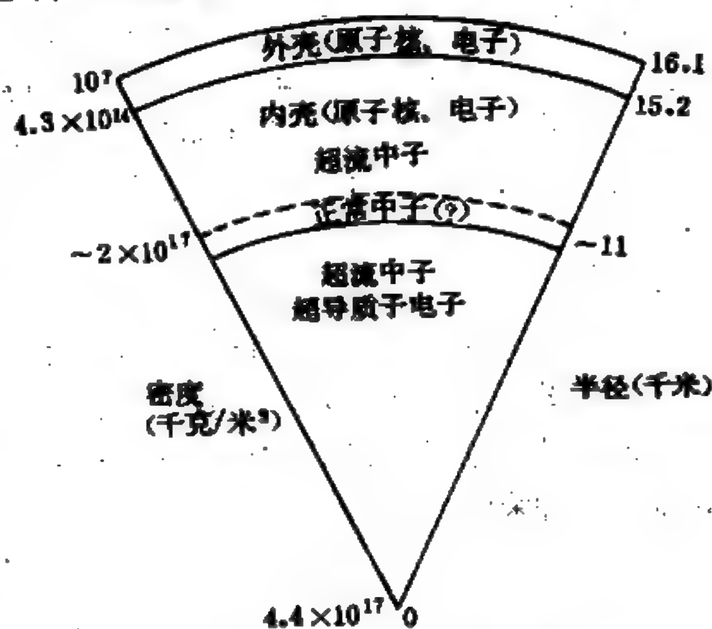


图 9.43 质量为$1.33M_{\odot}$的中子星的一种理论模型的剖面图

上述的中子星内部的结构纯属理论的探讨。从观测上说，能唯一泄露一些中子星内部信息的事件是前面提到的PSR 0833 －45和PSR 0531＋21周期的突变，这可能是"星震"现象。由于快速自转产生的离心力，中子星的外壳发生变形，赤道部分隆起。随着转动能转化为辐射能而导致的自转减慢，离心力逐渐减小，但晶体的外壳不能配合这种变化，在某个时候发生了断裂，引起中子星内部物质的重新调整以及自转速率的增加。计算表明，外壳只要下坍一毫米，便能解释周期突变。星震也可能发生在固态的星核内，于是有"壳震"和"核震"之分。正如通过地震的观测可以研究地球内部的构造，通过个别脉冲星的周期突变以及突变后周期缓慢变化的观测，有可能揭示中子星内部超流区域的一些性质。

关于中子星是怎样形成的问题，现在还没有确定的答案。蟹状星云中的脉冲星显然是超新星爆发的产物。可是，在150多个超新星遗迹中至今找到与脉冲星成协的除蟹状星云外，只有船帆座

超新星遗迹等几个。这样少的成协实例使得天文学家现在倾向于认为：超新星爆发不一定都形成中子星；中子星也未必都由超新星产生。例如，关于Ⅰ型超新星爆发的理论得出星体都炸散，不留下中子星的结果；白矮星吸积物质，质量超过钱德拉塞卡极限以后，星体通过收缩，发生相变（而不是爆发），可能是形成中子星的一种途径。

在天文学史上，堪与脉冲星的发现带来的巨大冲击和产生的深远影响相比的发现是不多见的。脉冲星的发现者之一休伊什获得了1974年诺贝尔物理学奖。许多天文学家认为他的研究生贝尔在发现脉冲星的过程中起了决定性的作用，应该是休伊什和贝尔共同获得这种荣誉。

§9.9 黑　　洞

一、黑洞的概念

1798年，拉普拉斯在他的著作《宇宙体系论》中提出，一个密度如地球而直径为太阳250倍的发光天体，由于其引力的作用，光线将不能离开它，于是，宇宙中最大的天体可能是完全看不见的。拉普拉斯的预言建立在牛顿的经典力学基础上，是很容易推导的。根据逃逸速度的公式（见§16.8），将逃逸速度取作光速c，则这个天体的半径为

$$R_g = \frac{2GM}{c^2}, \tag{9.14}$$

质量M以平均密度和体积的乘积代替，并取地球平均密度的数据，便得 $R_g \simeq 250R_{\odot}$，它的质量为太阳的5.8×10^7倍。

1915年，爱因斯坦发表了广义相对论。这是一个在基本概念上跟牛顿引力理论完全不同的引力理论。在广义相对论中，空间

和时间构成了一个四维的时空，时空的几何性质与物质紧密相关，且通过爱因斯坦引力场方程联系起来。该方程中既包含描述时空几何性质的量(反映时空弯曲的量)，又出现代表物质性质的量(物质的能量、动量)。物质是引力的源，也决定了时空的弯曲。因而时空的弯曲程度与引力场的强弱是两种等价的说法，时空弯曲越厉害，引力场越强。行星绕太阳作椭圆轨道运动，看成是太阳附近时空弯曲造成的。同样，经过太阳近旁的光线也会偏折。

广义相对论发表后，德国天文学家史瓦西(K.Schwarzschild)立即对球对称的情况求得了爱因斯坦引力场方程的解。按照这个解，质量为M的不旋转的球形天体存在一个临界半径R_g，在这个半径的内外，时空的性质迥然不同。R_g叫做引力半径或史瓦西半径，其表达式正好跟(9.14)式相同。在R_g的里面，时空弯曲得如此厉害，以致光不能逃逸出去。按照狭义相对论，光速是任何物体可能达到的最大速度，因此也没有任何别的物体能从引力半径以内的区域跑到引力半径以外的区域。

对于质量超过中子星质量上限的恒星，当内部的核燃料耗尽后，星体坍缩，最后的归缩有两种可能。其一是发生超新星爆发，抛掉星的外壳，留下的星核成为中子星。其二是恒星不爆发，坍缩继续下去；或者恒星的质量很大，比如说大于$8M_\odot$，虽经超新星爆发，但留下的星核仍大于中子星质量上限，在此情况下，没有任何的力能够与引力分庭抗礼，星体将不可避免地一直坍缩下去。一颗正在坍缩的星，当它的半径大于引力半径时，表面发出的光可以到达外界的观测者；然而，一旦它坍缩到小于引力半径时，就不再能被外界的观测者看见。黑洞是指恒星或其他天体坍缩进入的一个空间区域，包括光在内的任何物体或信号都不可能脱离这个区域。黑洞的表面是半径为R_g的球面，称为视界，因为它标志着一个坍缩天体能不能被外界的观测者看见的界面。黑洞之所以是"黑"的，不仅因为视界之内的辐射出不去，而且击中视界的外来的辐射将继续进入黑洞，而不可能被反射回去。另外，进

入视界的任何物体就象掉进了无底洞，永无返回之日，所以称为"洞"。

不旋转的黑洞叫做史瓦西黑洞，其史瓦西半径 R_g 由(9.14)式确定，与质量成正比。例如，地球的半径必须不大于8.9毫米才能成为黑洞；对于太阳，$R_g=2.95$千米；对于质量为$10^8\sim10^{10}M_\odot$的星系级的大黑洞，$R_g=2\sim200$天文单位。按照视界包围的质量和体积计算的平均密度是与质量的平方成反比，因此质量越小的黑洞，平均密度越大。例如，质量为$3M_\odot$的黑洞，平均密度达2.0×10^{18}千克/米^3；而质量为$1.4\times10^8M_\odot$的黑洞，平均密度与水相同。然而，当天体坍缩到越过视界时，引力仍占压倒优势，它将继续向中心坍缩，构成这个天体的所有物质最后聚集在中心的一个点上，质量虽然有限，但密度趋于无穷大。这个点是一个奇点。于是，黑洞是非常奇特的天体，它是以视界为表面的空间区域，视界的位置由质量决定，而全部物质聚集在中央的一点上！奇点的出现是将爱因斯坦的广义相对论外推到黑洞里面的结果。很可能在黑洞中央广义相对论已不成立，应由量子引力理论代替，但这种理论还远没有建立起来。有些科学家相信，在量子引力理论中，奇点可以避免；有些科学家则认为奇点仍不能避免。

一个天体(或天体系统)的引力半径R_g与它的实际尺度R之比率，$\dfrac{R_g}{R}=\dfrac{2GM}{Rc^2}$，标志着该天体(天体系统)的引力场的强弱。若$\dfrac{R_g}{R}\ll1$，则属于弱引力场；若$\dfrac{R_g}{R}\leqslant1$，则属于强引力场。对于地球、银河系、太阳、白矮星、中子星和黑洞，$\dfrac{R_g}{R}$的数量级依次为$10^{-8.9}$、10^{-6}、$10^{-5.4}$、10^{-4}、10^{-1}和1。由此可见，大部分天体(天体系统)的引力场是很弱的，时空弯曲很小；牛顿引力理论完全适用；但对于黑洞，时空弯曲很大，必

须用广义相对论处理。

史瓦西黑洞是黑洞研究中最简单的特例。对于较普遍的情况，应研究旋转的黑洞。自1963年克尔（R.P.Kerr）对爱因斯坦引力场方程求得更普遍的解后，开始了旋转黑洞的研究。所以，旋转的黑洞称为克尔黑洞，其引力半径为

$$R_g = \frac{GM}{C^2} + \sqrt{\frac{G^2M^2}{C^4} - a^2}, \qquad (9.15)$$

式中$a = \frac{J}{MC}$，是一个与旋转角动量J有关的量。$a = 0$对应于史瓦西黑洞。

二、主要的研究结果

在六十年代类星体发现之后（见§12.7），为了解释类星体发射的巨大能量，促使天文学家对相对论天体物理学产生了极大的兴趣。这是一门在引力场十分重要的天体物理问题中应用爱因斯坦的广义相对论的新兴天文学分支。其中，对黑洞的广泛研究始于1965年，许多理论研究结果是建立在很专门的物理学和数学基础上的。下面列举几条。

（1）随着恒星坍缩，星面之上的引力场增强，星面发射的光线弯曲得日趋厉害。当半径减小到某一数值时，沿星面水平方向发射的光子将绕恒星转动，形成了一个由光子构成的球状壳层——光层。恒星进一步坍缩，沿着与星面水平方向成越来越大的角度发射的光子将绕恒星转动。最后，星面通过视界时，沿垂直于星面方向发射的光子也不能逃逸出去。对于史瓦西黑洞，光层的半径等于引力半径的1.5倍。刚好在光层之外的光子将慢慢地向外泄出。于是，外界观测者可能会看到在1.5 Rg 处有一光圈。

（2）随着恒星坍缩，引力红移现象日趋显著，星面发射的光的波长越来越长。对于不旋转的恒星，星面坍缩到视界时，它发

出的各种波长的光都无限红移，波长都是无穷大。因此，史瓦西黑洞的视界又是无限红移面。但对于克尔黑洞，无限红移面是以旋转轴为对称轴的曲面。除了两极以外，无限红移面和视界不相重合，两者之间的区域叫做能层(图9.44)。进入克尔黑洞的能层的任何物体都将被黑洞拖曳着一起转动，而在能层以外的物体相对于黑洞中心有可能处于静止的状态。因此，克尔黑洞的无限红移面也称作静界。一个闯入能层的粒子将一分为二，一部分掉进黑洞，另一部分携带比原先更多的能量逃出能层。在此过程中，克尔黑洞的转动能被提取出来，它旋转减慢，最后变成不旋转的史瓦西黑洞。

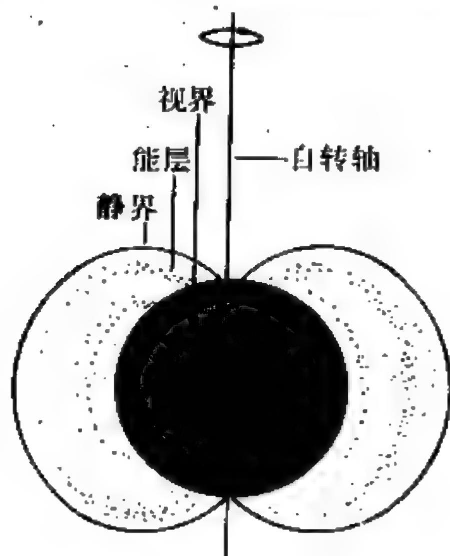


图 9.44 克尔黑洞的视界、静界和能层

(3) 物体都有各自复杂的特性。例如，每颗恒星都有特有的质量、光度、大小、形状、密度、角动量、电荷、磁场、化学组成、大气和内部结构、核反应和物质运动等。但黑洞则不然，它是最简单不过的统一的整体。因为对于外界观测者来说，任何物质一旦进入黑洞的视界，将永远消失，没有任何信息能从视界内传递出来，以致谈论黑洞内物质的性质是毫无意义的。黑洞仅通过它的质量、角动量和电荷能对外界产生影响，因而只要这三个物理参数就可以描述黑洞的全部特征。从事黑洞研究的学者常通俗地将黑洞的单纯性称之为"黑洞无毛发定理"，即除了质量、角动量和电荷之外，黑洞没有其他的特性。

(4) 黑洞视界的面积就是它的表面积。英国天体物理学家霍

金(S.Hawking)在七十年代初证明了：任何黑洞的表面积不可能随时间减小。这个结论称之为"黑洞面积不减定理"。根据这条定理，两个黑洞可以相碰撞而结合成一个黑洞，合成的黑洞的视界面积一定不小于原先两个黑洞的视界面积之和。但是，一个黑洞不能分裂成两个黑洞，因为这会导致黑洞表面积随时间减小，违反面积不减定理。

(5) 质量大于中子星质量上限的恒星以及质量为星团和星系数量级的天体都有可能通过自发的引力坍缩形成黑洞。有些天文学家认为，宇宙中还可能存在质量远小于中子星质量上限的小黑洞，它们是在"极早期宇宙"的激烈爆发中一些物质受到极其强大的压缩而形成的。以10^{12}千克的小黑洞为例，它的引力半径只有10^{-15}米，与质子的大小相当。然而，按照霍金于1974年提出的黑洞"蒸发"理论，许多小黑洞应已消亡。

根据量子场论，真空并不是绝对的空虚，而在不断地产生着正、反粒子对(如电子和正电子)，并且又很快湮没。由于这些正、反粒子对存在时间短促，不能直接探测到，故称为虚粒子对。虚粒子对中的一个粒子具有正能量，另一个具有负能量。在黑洞外面邻近视界的真空中产生的虚粒子对在湮没发生之前有一个粒子可能被吸入黑洞，剩下的一个粒子丧失了湮没的对象，如果它是负能量粒子，随即掉进黑洞；如果它是正能量粒子，由于"隧道效应"，存在一定的几率能穿透黑洞的引力势垒而逃逸出去。总的效果是一部分正能量粒子被发射出去，而掉进黑洞的粒子中能量为负的多于能量为正的，导致黑洞的质量减小。这就是黑洞的蒸发。应当注意，在黑洞蒸发过程中，粒子实际上是从视界的外面发出的，跟视界之内的物质不可能逃逸出去的论断没有矛盾。黑洞的质量越小，粒子越容易穿透其引力势垒，蒸发越快。理论上推导出蒸发过程的能量释放率与黑洞质量的平方成反比，而黑洞的寿命与质量的立方成正比。计算表明，质量为$1M_{\odot}$的黑洞一年仅辐

射10^{-20}焦的能量，其寿命长达10^{67}年；质量为10^{12}千克的小黑洞每秒发射6×10^{9}焦的能量，其寿命为10^{10}年，与星系的年龄相当。随着黑洞质量减小，蒸发过程加快进行。在宇宙的极早期形成的质量不大于小行星数量级的小黑洞到现在应已蒸发完了。

三、黑洞的探测

最近二十年来，天体物理学家常用黑洞模型来解释宇宙中的一些涉及高能的现象，这些现象是用其他天体难以说明的。可是从观测上说，迄今为止还没有确凿的证据能证明存在黑洞。因此，黑洞仍是一种理论上研究的天体。

既然光和其他任何物体都不可能从黑洞传递出来，如何能探测黑洞呢？只能通过间接的途径。主要有三种可能探测的方式。

（1）小黑洞蒸发到最后阶段，蒸发速率越来越高，可能会产生强大的γ射线或γ射线暴。

（2）黑洞强大的引力场使得经过它近旁的光线受到很大的偏折。与凸透镜会聚光线类似，黑洞能起一个引力透镜的作用，以特有的方式对位于它后面的天体产生放大或畸变的现象。虽然一个黑洞跟一个遥远的天体恰好与观测者排在一直线上的几率是很小的，但这仍不失为探测黑洞的一种可能的机会。

（3）向黑洞下落的气体可以达到极高的速度，因而获得很大的动能。如果气体在掉进黑洞视界之前经某种机制动能转化成热能，便有辐射产生。例如，向黑洞下落的气体相对于黑洞有较大的角动量，则应绕着黑洞在轨道上旋转，形成一个气盘，气盘中相邻层之间因气体的粘滞性引起的摩擦产生了热能。理论研究表明，由此引起了X射线辐射。通过对X射线源的观测和分析也是寻找黑洞的一条线索。

然而，γ射线暴、引力透镜效应和X射线辐射并非是黑洞独有的产物。例如，气体向中子星或白矮星下落也会产生X射线辐

射。因此，在分析一个具体的现象时，必须排除其他各种天体引起这种现象的可能性，最后剩下的唯一的选择才是黑洞。可见从观测上证实一个黑洞的存在是一个艰难的课题。现在普遍认为，寻找黑洞最好从X射线双星着手。如果一个发射强大的X射线的双星系统中有一颗子星看不见，根据另一颗可见子星的轨道运动估计出看不见子星的质量远大于中子星质量的上限，那么这个发射X射线的看不见的天体不应是中子星，很可能是黑洞。天鹅X-1是一个最有希望的黑洞候选者，关于它的情况将在§9.15中详述。其他的黑洞候选者还有天蝎V861、圆规X-1和GX339-4。

§9.10 双星的类型

一、双星和聚星

双星定义为包含两颗恒星的系统，在相互引力的影响下，两颗恒星绕着它们共同的引力中心描绘出闭合的轨道。在此定义中两颗恒星分离的距离没有限制，它们可以是密接的，也可以相距几千天文单位甚至更远。双星的两个成员都称为双星的子星，其中较亮的子星称为主星，较暗的子星称为伴星。

三颗到六、七颗恒星在相互引力作用下聚集在一起而组成的系统称为聚星。由三颗恒星组成的系统又有三合星之称，四颗恒星在一起的叫做四合星，并依次类推。

在银河系中，双星和聚星是很多的，它们的数目估计不少于单星。太阳虽然有众多的行星和卫星作伴，但按双星的定义，它是单星，因为没有另一颗恒星与它相互绕转着。观测天上的恒星，并非所有靠得很近的两颗星都是双星，其中有一部分只是由于从地球上看两颗星的方向差不多，在天球上才很靠近，实际上它们相对于观测者一前一后，相距很远，彼此之间没有物理联系。这

种"双星"叫做光学双星。下面讲述的都是指有物理联系的双星，有时称为物理双星，以区别于光学双星。

第一对双星是意大利天文学家利齐奥里(J.B.Riccioli)于1650年发现的，它是大熊ζ。后来陆续发现这是聚星，由六颗星组成。1656年，惠更斯注意到猎户θ'不是一颗星而是几颗星在一起。从十七世纪后期到十八世纪七十年代期间，发现的著名的双星有白羊γ、南十字α、半人马α、室女γ、双子α和天鹅61等。这些双星都是天文学家在进行其他目的的观测时偶尔发现的。双星研究的开创性工作应属于威廉·赫歇耳，他于1779年开始了有系统地搜寻双星，并分别于1782年、1784年和1821年编制了双星表，总共列入848对双星。

除了原先就有星座名加字符为名字的双星外，双星以其在某双星表中的编号并在号数前加上该表的简称来定名。威廉·赫歇耳编制的双星表以H表示。1837年，瓦·雅·斯特鲁维编制了3112对双星的表，以符号Σ表示。奥·瓦·斯特鲁维(O.B.Струве)发现了500多对双星，他于1843年发表并于1850年修正的表简称OΣ。本世纪内编制的重要的目视双星表有：1906年美国伯恩汉(S.W.Burnham)的《双星总表》,简称β或BGC，包括赤纬$-30°$以北的13655对目视双星；1932年利克天文台艾特肯(R.G.Aitken)等人的《在北天极120°以内的双星新总表》简称ADS，列出了17180对目视双星；1963年利克天文台杰弗斯(H.M.Jeffers)等人的《目视双星索引表》简称IDS，收集了到1960年为止已发现的64247对目视双星。其他类型的双星比目视双星少得多，也有一些专用的表。其中，食双星就是食变星，是外因变星的一种，具有变星的符号。

研究双星对于天文学的发展有着重大的意义。分析双星的轨道运动，证明了开普勒定律对于双星也是正确的，因而首次在太阳系以外验证了万有引力定律。恒星最重要的物理量是质量，只有对一部分双星能够可靠地直接定出子星的质量。对于单星，估

算它们的质量的各种方法都是间接的，并且必须建立在双星质量测定的基础上。此外，可以获得一系列有关恒星结构的重要资料。例如，从食双星光变曲线的形状，可以推出两颗子星的形状和大小；对某些食双星，可以推出子星大气中的物理情况。近二、三十年来天文学家认识到，两子星的相互扰动对恒星演化会产生重大影响，有些变星(如激变变星)的爆发以及致密X射线源的X射线辐射跟它们是双星的成员密切相关。双星又是寻找黑洞和验证引力辐射[①]最有希望的领域。诸如此类的进展使得研究双星所占的地位日益重要。

二、双星的类型

关于双星的分类法已提出几种。有的基于观测的方法；有的考虑到恒星演化，根据子星在赫罗图上的位置；有的按照子星间质量交换的情况。这些分类法没有一种是完备的，这不足为奇，因为完整地描述一个双星系统需要七个参数：每颗子星的质量、半径、光度以及两子星间的平均距离，而现有的分类法所考虑的因素都是不足的。

根据观测方法对双星分类是一种老的、最常见的分类法，它将双星分成目视双星、分光双星和食双星三大类。

1. 目视双星　通过望远镜能直接用眼睛看出两颗星的双星称为目视双星。这类双星的两颗子星相距一般较远，或者离地球较近，它们之间的角距较大，所以能用望远镜分开。目视双星的轨道周期短的一个月，长的达几百年以上，绝大部分的周期超过几年。

有些双星的一颗子星较亮，另一颗子星太暗，不能看见，但

① 已观测到双星脉冲星PSR 1913+16的轨道绕转周期在减小，周期变率为-2.30×10^{-12}。根据广义相对论预言的引力辐射，对该双星系统计算的周期变率的理论值与观测值相符合。

精确测量可见子星相对于背景恒星的位置变化，发现其移动的路径呈波浪形，从而得知有一颗伴星存在。这种双星叫做天体测量双星，尽管实际上并未能分解为两颗星，通常仍归于目视双星。天狼星是一个著名的例子，在用望远镜分解出它的伴星之前，就已断定它是双星了(见图9.33)。

已发现的目视双星将近8万对。

2. 分光双星　许多双星的两颗子星靠得很近，不能用望远镜分解，但可用分光方法从它们的视向速度变化来确定是双星，这类双星称为分光双星。图9.45说明了确定分光双星的原理。观测者位于跟纸面垂直的方向上。当两子星与观测者排成一行时，轨

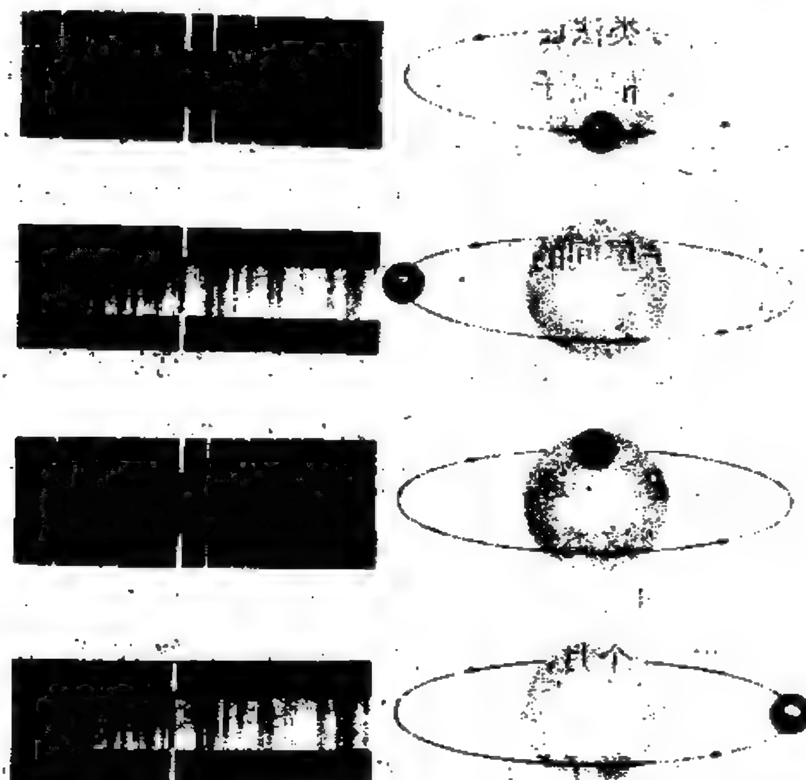


图 9.45　分光双星的轨道运动和谱线位移。在每个光谱图中，中间的是双星光谱，上下的明线是为分析恒星光谱而拍摄的实验室光源的比较光谱

道运动的方向与视线垂直，视向速度等于零，两子星的谱线都没有多普勒位移，相互重叠，呈单线。经过了大约$\frac{1}{4}$周期后，两子星的轨道运动沿着视线方向，谱线位移最大，但一颗子星远离观测者，谱线红移；另一颗子星接近观测者，谱线蓝移，结果呈双线。这样，在轨道运动过程中，每条光谱线由单线变成双线，再由双线变回单线[①]。光谱变化的周期就是轨道运动的周期。然而，并不是所有分光双星的光谱中两子星的光谱都出现。对于伴星光度小于主星光度的$\frac{1}{3}$的双星，就只能拍摄到主星的光谱，因为如果增加曝光时间来获取伴星的光谱，主星光谱将曝光过度，整个光谱模糊不清。在只有主星光谱能观测到的情况，同样可以由谱线作周期性的位移确定是双星。按照两子星的谱线是否都观测到，分光双星分为双谱分光双星(或称双线分光双星)和单谱分光双星(单线分光双星)。

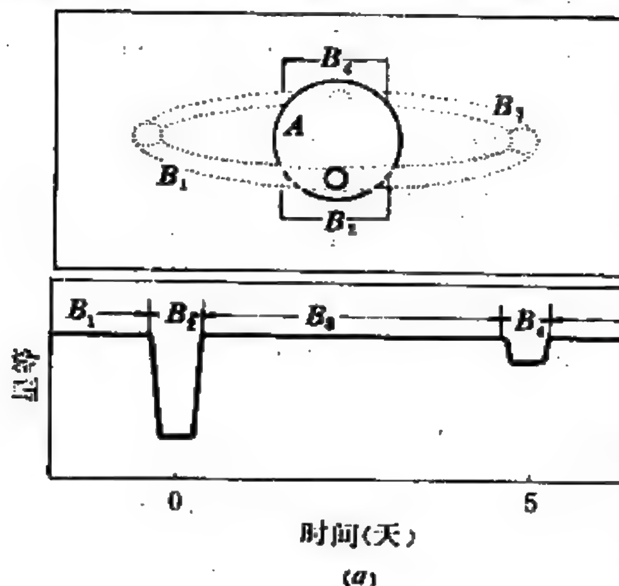
如果两子星间的距离远，因而轨道运动速度小，或者双星轨道面法线与视线的交角很小，就观测不到谱线的多普勒位移。在此情况下，如果两子星的光谱型相差很大，仍可以根据观测到的光谱明显地由两个光谱组成来判断是双星，这样的双星叫做光谱双星。

已发现的分光双星约有5千对。轨道周期最短的分光双星是天箭WZ，为82分钟；最长的是蛇夫70，达88年。大多数的周期为几天。

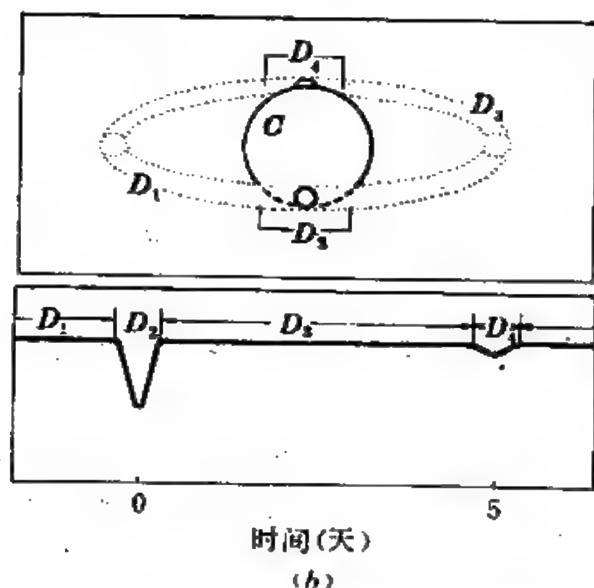
3．食双星　如果双星轨道面法线与视线的交角相当接近90°，则发生两子星互相交食的现象，双星亮度(两子星亮度的叠加)呈周期性的变化，这种双星称为食双星。一般说来，在食双星

① 如果两子星的光谱型差不多。

的每一个轨道周期中，光变曲线出现两个极小。较深的极小叫做主极小，较浅的称次极小。光变曲线的形状依赖于两子星的大小以及轨道面对视线的倾角。图9.46 a 和 b 是两张阐明食双星的轨道运动和相应的光变曲线的示意图。主星被伴星掩食时，出现主极小；伴星被主星掩食时，出现次极小。b 图中轨道面对视线的倾角比 a 图的大，导致了极小形状的差异。



(a)



(b)

图 9.46 两张食双星的轨道运动和光变曲线的示意图。在a图中，A是主星，B是伴星；在b图中，C是主星，D是伴星。观测者在读者的方向

食双星即食变星，它们常载入变星表，已知有4千多对。按照光变曲线的形状，食双星主要分为三种类型：大陵型、渐台型和大熊W型。它们都是以典型星英仙β（大陵五）、天琴β（渐台二）和大熊W得名的，而这三颗典型星都是最著名的双星，将在§9.14中介绍。

双星中的两子星如果是球形的，则光变曲线中不掩食的部分

亮度保持固定。然而，当两子星很靠近时，在引力作用下每一子星都起了很大的潮，星体被拉长成蛋形。每一子星的长轴对向另一子星。随着两子星作轨道运动，它们朝向观测者的表面积发生变化，以致即使两子星不出现掩食现象，其亮度也有周期变化(图9.47)。这种双星称为椭球双星或椭球变星。

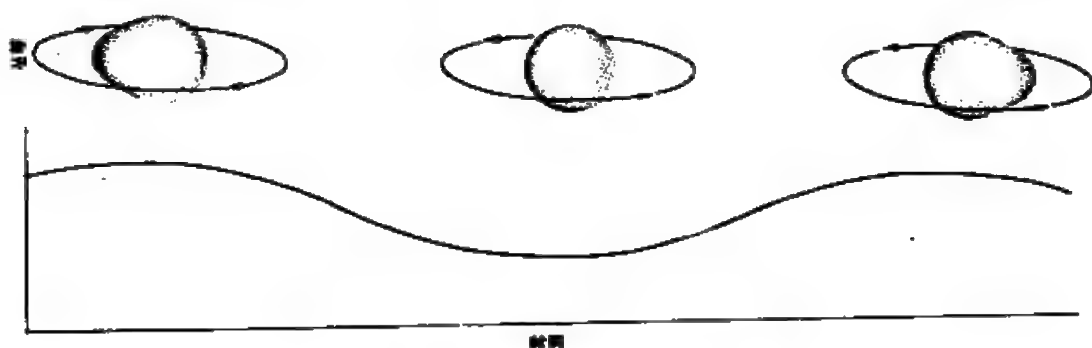


图 9.47 椭球双星的光变曲线示意图

食双星和椭球双星又统称为测光双星，因为测光是对它们进行研究的最重要的观测方法。

上述的按照观测方法对双星分类不是单值的分类法。有些目视双星和许多食双星又是分光双星，甚至有几对双星，如御夫 ε 和仙王VV，集三种类型于一身。

三、视向速度曲线

双星的视向速度是重要的观测资料。测量子星的谱线相对于实验室光源的比较光谱的多普勒位移，得出的是子星相对于地球的视向速度。经过在不同时间的许多次观测，作了地球绕太阳公转的改正，便归算到在不同时刻子星相对于太阳的视向速度。双星的轨道周期容易测定。于是，可以按视向速度为纵坐标，位相为横坐标作图，所得曲线称为双星的视向速度曲线。位相表示了子星在轨道上的位置，在一个轨道周期内从 0 变到1。作为例子，

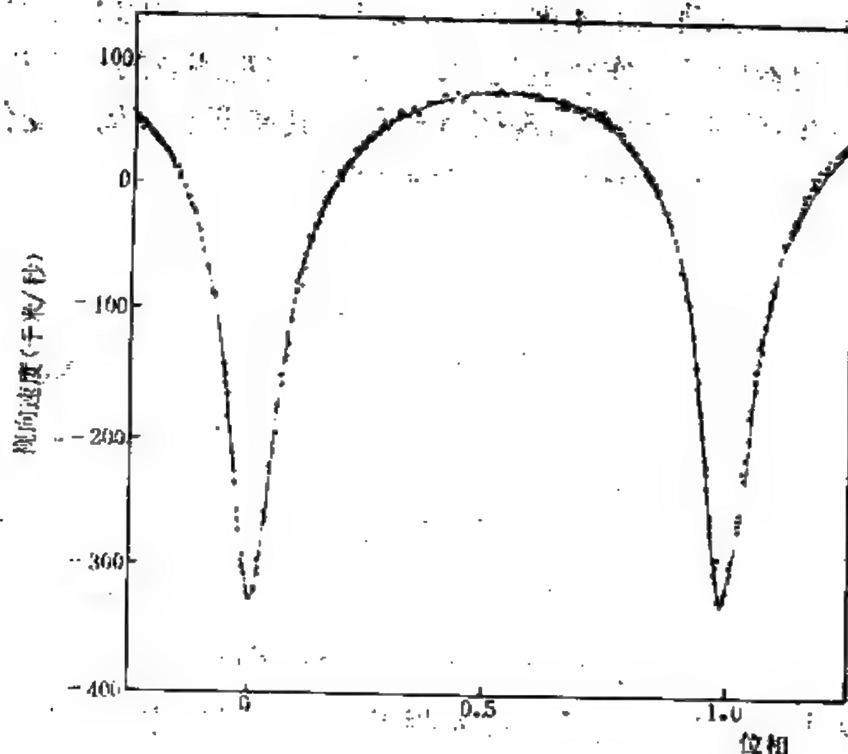


图 9.48 双星脉冲星PSR1913+16的视向速度曲线

图9.48给出了双星脉冲星PSR1913+16的视向速度曲线，是由该脉冲星的射电脉冲频率的周期变化得出的。视向速度曲线中正和负值不对称，表明该双星系统相对于太阳有整体运动；曲线跟正弦曲线相差悬殊，表明该脉冲星在偏心率很大的椭圆轨道上运动。

§9.11 双星的轨道运动

对于太阳系中的行星，利用它们在恒星之间的视位置的观测数据——随时间改变着的赤经和赤纬，就可以计算出它们的轨道要素。对于三类双星，也都可以由观测数据推算出轨道要素，但一般所用的观测数据不是赤经和赤纬。对于目视双星，所依据的

是伴星对主星的相对位置，以角距ρ和位置角θ表示(图9.49)；对于分光双星，所用的观测资料是视向速度曲线；对于食双星则是光变曲线。

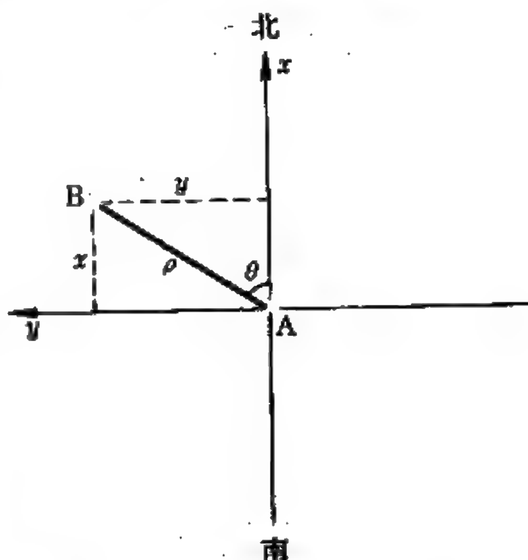


图 9.49 目视双星两子星的相对位置

一、视轨道

图9.49中A表示主星，B表示伴星。角距ρ是两子星在天球上所张的大圆弧，以角秒表示。位置角θ是主星和伴星的联线与南北方向(图上的x轴)的夹角，以度为单位，自北沿着反时针的方向计量，从0°到360°。测量ρ和θ可以用目视方法或照相方法。目视测量时需要在望远镜上安装一种叫做动丝测微器的附件。对于两子星的角距较小的双星，必须选用分辨本领较大的望远镜。观测双星只能在大气情况良好时进行。每次开始观测时，须先定出视场里北的方向(时角圈即南北方向)，然后用动丝测微器测量两子星角距在南北方向和东西方向的投影x和y，并按下列换算公式求出ρ和θ：

$$\rho=\sqrt{x^2+y^2}, \quad \mathrm{tg}\,\theta=\frac{y}{x}. \tag{9.16}$$

用照相方法测定ρ和θ的优点在于比较客观，受主观因素影响较少，照片可以长久保存下来，随时复查。

双星的两颗子星都在绕它们的质量中心转动。在每一时刻，两子星和质量中心位于一直线上。若两子星的质量分别为M_1和M_2，离质量中心的距离为r_1和r_2，按照质量中心的定义，则$M_1r_1=M_2r_2$。因此，两颗子星的轨道是相似的椭圆，但大小不同，质量较

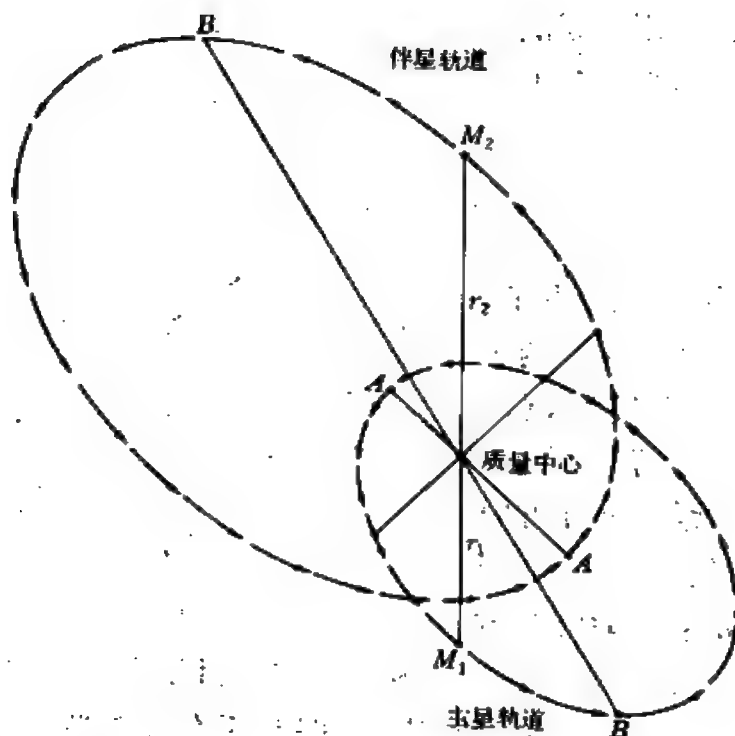


图 9.50 双星的两颗子星的轨道，它们是以质量中心为公共的焦点的两个相似的椭圆

小的伴星，其轨道较大(图9.50)。伴星对主星而言的轨道称为相对轨道，它也是一个椭圆，其半长径a等于两子星的轨道半长径a_1和a_2之和，即$a = a_1 + a_2$。由ρ和θ的一系列观测值可以绘出一个图，所得出的图形应当接近于椭圆，这种椭圆叫做视椭圆，或视轨道(图9.51)。由观测定出的点对椭圆的偏离是由于观测误差。视椭圆是相对轨道在天球切面(通过主星垂直于视线的平面)

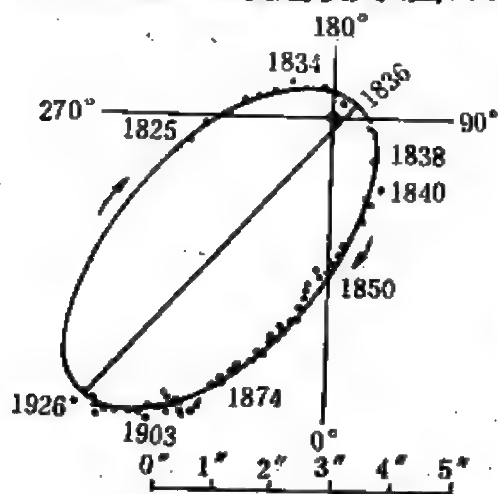


图 9.51 室女γ的视椭圆

上的投影。主星不一定位于视椭圆的焦点上，因为平面上的椭圆在另一平面上的投影虽然也是一个椭圆，但焦点却不一定投影在新的椭圆的焦点上。

二、目视双星的轨道要素

在研究行星的轨道运动时，总是选取地球轨道平面或太阳系的不变平面作参考平面，为了确定行星在它轨道上的运动，需要六个轨道要素。而研究目视双星在相对轨道上的运动，则选取天球切面为参考平面，轨道要素有七个，它们是：

P——绕转周期，以回归年为单位。

Ω——轨道面和天球切面的交线的位置角，相当于行星轨道的升交点黄经。交线的位置角有两个值：一个在0°和180°之间，另一个在180°和360°之间，规定只取在0°和180°之间的那个值。轨道面和天球切面各在天球上截出一个大圆，两个大圆交于两点，两点之中与北点相距不大于180°的那一点称为交点（见图Ⅵ.2）。Ω也常称为交点的位置角。

i——轨道面和天球切面的交角。它有两个值：一个在0°和90°之间，另一个在90°和180°之间。一般这样规定：当伴星的位置角θ随时间增加时，i取0°和90°之间的数值；当θ随时间减小时，i取90°和180°之间的数值。若伴星经过交点时对主星而言的运动是在离开观测者，则i规定为正的；若在接近观测者，则规定为负的。

a——轨道半长径，以角秒为单位。

e——偏心率。

ω——近星点[①]的经度，在轨道面上沿伴星运动的方向从交点量到近星点。

---

① 近星点是相对轨道上离主星最近的那一点，位于长轴的一端，相当于行星轨道上的近日点。

T——伴星通过近星点的时刻，以年和年的小数表出。

七个轨道要素中，i 和 Ω 决定了轨道面相对于天球切面的位置；ω 决定了在轨道面内椭圆轨道长轴的方向；a 和 e 确定椭圆轨道的大小和形状；P 和 T 用以确定在任何时刻伴星在轨道上的位置。

对于行星，轨道运动周期可以利用开普勒第三定律由轨道半长径求出，因此不必列为轨道要素之一。但对于双星，由于两子星的质量不是预先知道的，所以 P 不能由 a 求出，需要增添一个轨道要素。

关于目视双星轨道要素的计算见附录Ⅵ。

三、分光双星和食双星的轨道要素

对于分光双星，定义升交点为伴星在相对轨道上绕主星转动时通过天球切面的两点之一，在该点伴星在离开观测者。Ω 为升交点的位置角。ω 定义为从升交点到近星点的角距。其他的轨道要素跟目视双星相同，但周期 P 以天为单位，过近星点时刻以儒略日表出。

分析视向速度曲线是决定分光双星轨道要素的唯一手段。对于双谱分光双星，能得到两条视向速度曲线；对于单谱分光双星，只能得到一条。跟目视双星不同，从每条视向速度曲线所得出的是该子星的绝对轨道——绕双星的质量中心转动的轨道的要素，而不是相对轨道的要素。P 是立即可以确定的，此外，e, ω 和 T 也可求出。有了经验以后，从视向速度曲线的形状立即可以推出轨道的偏心率和长轴的取向，也就是得出 e 和 ω 的近似值(图9.52中给出四个例子)。升交点的位置角 Ω 是不能定出的。对于 a 和 i，只能得到 $a\sin i$，但如果分光双星同时又是食双星，从光变曲线可以得出 i，从而 a 和 i 值可以分别求出。到七十年代末，已定出轨道要素的分光双星约有1000对。

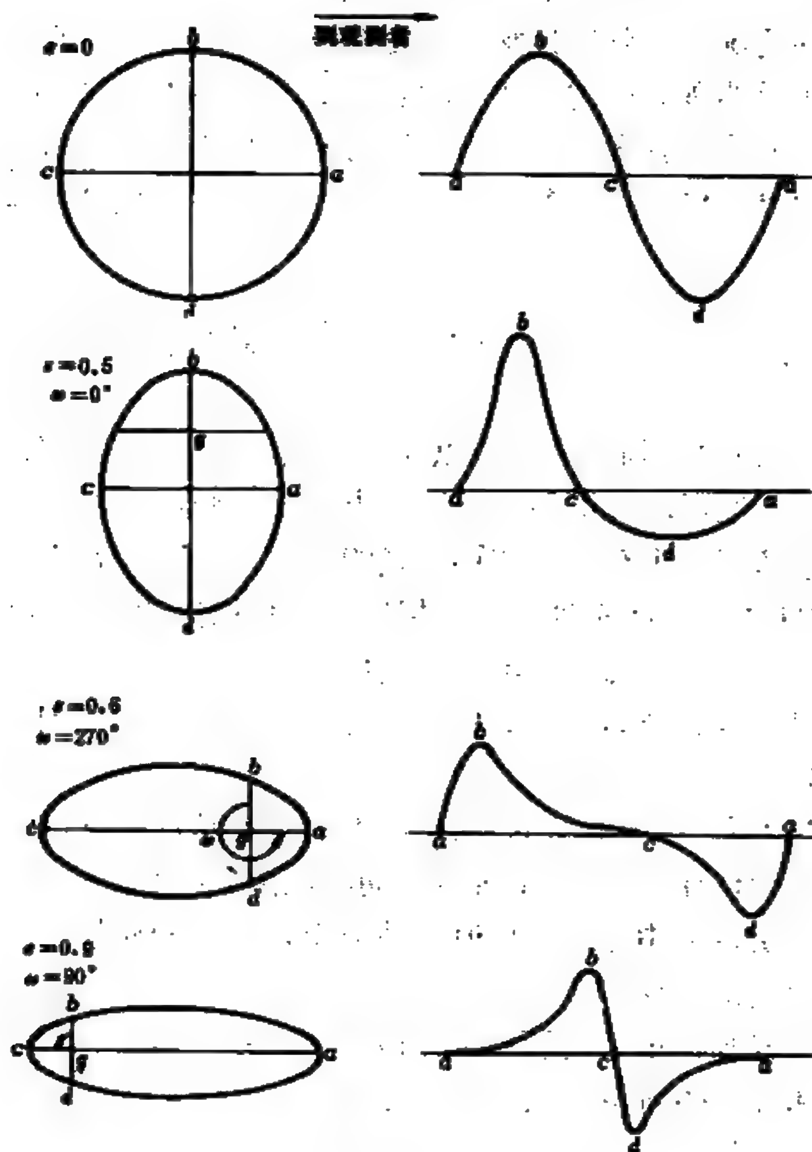


图 9.52 分光双星的轨道和视向速度曲线

对于食双星，过近星点的时刻T改为合的时刻t_0，即伴星位于主星和观测者之间的时刻，对应于光变曲线上的主极小。其他六个轨道要素跟分光双星一样。显然，P和t_0从光变曲线可以立即得出。食双星的光变曲线不仅决定于轨道要素，还依赖于其他

一些因素，包括两颗子星的大小、光度、形状以及两颗子星互相反射光的情况等。分析光变曲线是非常复杂的问题，所得出的有关两颗子星的轨道和物理性质的若干数据统称为食双星的测光轨道解或测光轨道要素。已获得足够好的光变曲线，因而得出测光轨道解的食双星有1000多对，大约占已知食双星数目的 $\frac{1}{3}$。

§9.12 恒星质量的测定

在§8.3中提到，除太阳以外，恒星之中只有对于某些双星，才能够从轨道运动直接和可靠地定出质量的数值。对于单星，虽然在某些情况下也有一些估算质量的方法，但这些方法都是间接的，可靠性较差。从原理上说，根据广义相对论的引力红移效应，测定恒星谱线的引力红移可以定出单星的质量，但这需要非常高的测量精度并且分离诸如恒星大气中气体运动等干扰因素，至今还做不到。

双星系统中两子星的轨道运动的某些特性跟它们的质量有关，于是就有可能通过子星轨道运动的观测来推算它们的质量。正如太阳的质量可由行星的轨道运动算出，行星的质量可由卫星的轨道运动确定一样。

把开普勒行星运动第三定律应用于双星，以M_1和M_2分别表示主星和伴星的质量，则

$$\frac{a^3}{P^2}=\frac{G}{4\pi^2}(M_1+M_2),\qquad(9.17)$$

式中每个量都是用米、千克、秒单位表示的。若P改用回归年为单位，a改用天文单位为单位，质量改用太阳的质量为单位，从地球绕太阳公转的情形，地球的质量忽略，便得到在这种单位制中，$G=4\pi^2$。于是(9.17)式简化成

$$M_1+M_2=\frac{a^3}{P^2}。 \qquad (9.18)$$

由决定轨道得出a和P以后，两子星的质量和M_1+M_2就可以求出了。

一、求目视双星的质量

对于目视双星，由决定轨道要素所得出的半长径是以角秒为单位的，记为a''，而不是(9.18)式里的a。若以D表示双星的距离，也以天文单位为单位，则有

$$a''\sin 1''=\frac{a}{D}。 \qquad (9.19)$$

按照周年视差π的定义：

$$\sin\pi=\frac{1}{D},$$

或

$$\pi''\sin 1''=\frac{1}{D}, \qquad (9.20)$$

(9.19)式被(9.20)式除，即得

$$a=\frac{a''}{\pi''}, \qquad (9.21)$$

代入(9.18)式，得

$$M_1+M_2=\frac{a''^3}{\pi''^3P^2}, \qquad (9.22)$$

可见，只有对于视差已知的目视双星，才能够求出质量和。以天狼A及其伴星天狼B组成的双星系统为例，$P=50.09$年，$a''=7.50''$，$\pi''=0.375''$，由(9.22)式算出$M_1+M_2=3.19M_\odot$。

欲进一步分出每颗子星的质量，还需设法得到两子星的质量比$\frac{M_1}{M_2}$。知道了M_1+M_2和$\frac{M_1}{M_2}$，M_1和M_2就可以分别确定

了。求质量比的方法有两种。第一种是天体测量方法，以附近一些微弱恒星做为比较星，定出每颗子星，至少是主星的绝对轨道。若能定出主星的绝对轨道，就可以得到a_1，则$a_2=a-a_1$，而

$$\frac{M_1}{M_2}=\frac{a_2}{a_1}. \tag{9.23}$$

这样就得到质量比，从而算出M_1和M_2。天狼A的质量$M_1=2.14M_\odot$，天狼B的质量$M_2=1.05M_\odot$。第二种方法是拍摄每颗子星的光谱，按照决定分光双星的轨道要素和质量的方法来定出质量比。但由于目视双星的a和P一般都很大，轨道运动速度很小，要得出完整的准确的视向速度曲线，需要很长的时间和较大的工作量，因此只有对很少的目视双星完成了这样的工作。小犬α（南河三）是一个例子，主星是F5型的亚巨星，伴星是白矮星，$P=40.65$年，$a''=4.548''$，$\pi''=0.287''$，结果得出主星的质量为$1.76M_\odot$，伴星的质量为$0.65M_\odot$。

二、质量函数

关于测定分光双星和食双星的质量的论述比目视双星复杂，这里只提结论。

对于双谱分光双星，可以定出$M_1\sin^3 i$和$M_2\sin^3 i$。如果同时又是食双星，从光变曲线可得i，因而能求出M_1和M_2。对于单谱分光双星，只能得出一个所谓质量函数$f(M_1, M_2, i)$：

$$f(M_1, M_2, i)=\frac{M_2^3\sin^3 i}{(M_1+M_2)^2}, \tag{9.24}$$

其中M_1是光谱可见的主星的质量，M_2是光谱不可见的伴星的质量。在这种情况下，即使同时是食双星，也不能求出M_1和M_2。但$M_1\sin^3 i$，$M_2\sin^3 i$和$f(M_1, M_2, i)$这种数据对于恒星质量的统计工作仍然是有用的。

对于食双星，光变曲线的形状和交食的持续时间跟两子星以

轨道半长径a为单位的半径$r_1\left(=\frac{R_1}{a}\right)$和$r_2\left(=\frac{R_2}{a}\right)$有关，其中$R_1$和$R_2$是以绝对单位表示的两子星的半径。因此从光变曲线可以决定r_1和r_2。如果食双星同时是双谱分光双星，由于a可确定，两子星的R_1和R_2也能求出。

三、决定双星的主要参数的小结

为了便于掌握起见，上节和本节中讲述的关于三类双星的轨道要素、质量和半径能否确定的情况归纳在表9.4中。

表 9.4 观测双星能获得的主要参数

参数	目视双星	分光双星		食双星
		单谱	双谱	
P	✓	✓	✓	✓
a	a''	$a_1\sin i$	$a\sin i$	×
e	✓	✓	✓	✓
ω	✓	✓	✓	✓
T	✓	✓	✓	✓
i	✓	×	×	✓
Ω	✓	×	×	×
M_1			$M_1\sin^3 i$	×
M_2	如果视差已知	$f(M_1, M_2, i)$	$M_2\sin^3 i$	×
R_1	×	可从光谱和光度的资料估计		$r_1\left(=\frac{R_1}{a}\right)$
R_2	×			$r_2\left(=\frac{R_2}{a}\right)$

✓：表示能确定。
×：表示不能确定。

观测双星的轨道运动来测定恒星的质量是一项相当艰巨的工作。为了获得一对双星的质量数据，不论是目视双星还是分光双星兼食双星，需要几年甚至更长的时间。得出的数据的可靠性取决于所观测的双星的具体情况。例如，对于视向速度曲线中出现

畸变① 或伴星的谱线很弱的分光双星，测定的质量数据就不可靠。两子星的质量已可靠定出、并用于确定恒星的质光关系的双星只有几十对。

四、力学视差

利用(9.22)式和恒星的质光关系可以求出双星的周年视差，这样得出的视差称为力学视差。(9.22)式可以改为

$$\pi''=\frac{a''}{P^{\frac{2}{3}}(M_1+M_2)^{\frac{1}{3}}}, \tag{9.25}$$

a''和P在决定轨道时得出。先假定质量和等于太阳质量的两倍，即$M_1+M_2=2$，从而计算出π''的第一近似值。把这个近似值代入(8.10)式，得两子星的绝对星等，然后利用质光关系，得出质量M_1和M_2，再代入(9.25)式就得到π''的第二近似值。如果要求更准确的结果，可以重复上述步骤。在由视星等和视差求绝对星等时，需要作星际消光的改正(见§10.4)。

§9.13 密近双星

双星按观测方法的分类法不能反映出不同类型的双星之间的本质区别。1955年，科帕尔(Z. Kopal)根据两子星之间有无质量交流的原则，提出了一种分类法。科帕尔的分类法涉及双星的临界等势面，这是天体力学中圆型限制性三体问题讨论的内容，将在本书下册第十七章中较详细地阐述，为了本节的需要，这里简短地提及有关的结论。

① 视向速度曲线中出现畸变的一种原因是由两子星的光互相照射，星面的亮度分布不对称而造成的。

一、洛希瓣

如果天体是球形的，并且内部的密度分布是球对称的，则在讨论天体对外面一质点的吸引时，可以把天体当成一个质点，其质量与天体的质量相等，位于天体的中心。天体的引力势就等于质点的引力势，等势面是同心的球面。但实际上，自转着的单星其形状和等势面都偏离球形。对于双星系统，两子星的引力势相互影响，而且，如果两子星之间相距较近，彼此的潮汐作用更使子星发生畸变，则计算双星系统引力势成为非常复杂的问题。

假定子星在圆轨道上运动，并且组成子星的物质向中心高度集聚，自转和潮汐作用不会使子星的形状严重畸变，子星便可以近似作为质点来处理。对于这种最简化的情形，洛希（E. Roche）首先计算了双星的等势面，即双星的引力场为恒定的曲面。等势面有无数多个，每一个与势函数取某一常数值相对应。图9.53是其中一个特殊的等势面与双星轨道面的截线，形如双纽线。该等势面的特点是曲面包围着两子星的部分有一个接点L_1，称为内拉格朗日点。这个等势面称为临界等势面，它所包围的两个区域称为洛希瓣。两个洛希瓣的相对大小完全取决于两子星质量之比，较大的瓣包围着质量较大的子星。图9.53对应于$\frac{M_2}{M_1}=0.5$的情形。

按照恒星演化的理论，在主序星核心内由于不断地进行着氢聚变为氦的热核反应，氢含量逐渐减小，终于形成了一个由氦组成的核心。当氦核扩大到一定程度时，出现了不稳定，星核收缩，外壳膨胀，逐渐向巨星演变。对

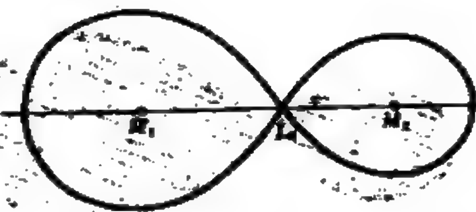


图 9.53 临界等势面与双星轨道面的截线（$\frac{M_2}{M_1}=0.5$）

于双星的子星，在星体膨胀的过程中，星面可能达到临界等势面，星体充满洛希瓣。此后，子星不可能继续膨胀，超越临界等势面，但子星外壳中的气体将通过内拉格朗日点流向另一子星，两子星发生了质量交流。于是，洛希瓣是子星可能达到的体积的上限，而内拉格朗日点是两子星进行质量交流的通道。

二、科帕尔分类法

科帕尔以两子星有无充满洛希瓣为依据，把所有的双星分成三类(图9.54)：

(1) 不相接双星：两颗子星都比各自的洛希瓣小；

(2) 半相接双星：一颗子星完全充满或几乎充满洛希瓣；

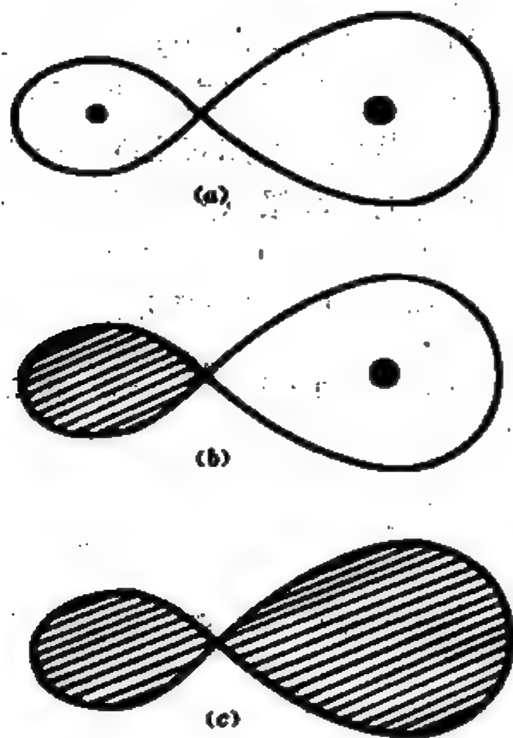


图 9.54 不相接(a)、半相接(b)和相接(c)双星

(3) 相接双星：两颗子星都完全充满或几乎充满洛希瓣。

这个分类法的优点在于它实质上以两颗子星的质量和半径为参数，与子星的物理特性有关。但由于临界等势面的计算是建立在最简化的情形的基础上，因而联系实际情况时的理论依据不是很坚实的，有待于改进。科帕尔分类法已获得广泛的应用，特别是在讨论密近双星的问题时。所谓密近双星还没有一致公认的定义，有人把过去、现在和将来子星的演化受到质量交流影响的双星称为密近双星。显然，半相接

和相接双星属于这一类。在更广泛的定义中密近双星包括所有的分光双星和测光双星。关于质量交流影响密近双星系统内子星的演化将在§10.6中阐述。

三、双星中的吸积过程

密近双星中两子星的质量交流还会导致轨道运动周期发生变化、视向速度曲线和光变曲线出现畸变等。因此研究质量交流过程对解释密近双星的一些现象是至关重要的。

1．抛射和吸积　　这是涵义相反的一对名词，前者指恒星损失物质的过程，后者指恒星俘获物质的过程。恒星突然的激烈程度不同的爆发以及经常性的以星风方式流失物质的过程都属于抛射。不同类型的恒星因抛射引起的质量损失率相差非常悬殊。太阳以太阳风的方式损失的质量是极微的，只有$10^{-14}M_\odot$/年，但WR星、天鹅P型星、M型超巨星和O型主序星等的质量损失率可高达$10^{-5}M_\odot$/年。吸积不仅取决于恒星本身，而且必须以恒星周围是否存在物质源为前提。对于单星，如果它位于星云内，并且与星云相对静止，则组成星云的气体和尘埃粒子沿径向落入恒星，这是球对称的吸积过程；如果它以一定的速度穿入星云，则在它的引力作用下，附近的气体和尘埃粒子相对于恒星会沿着双曲线轨道运动，其中一部分离恒星足够近的粒子也会被恒星俘获。对于双星，如果一颗子星正在大量抛射物质，则无疑为另一颗子星吸积物质提供了丰富的原料。

2．吸积的方式　　双星中的吸积有两种可能的方式：

（1）洛希瓣溢出。一颗子星在演化过程中体积膨胀，充满了洛希瓣，物质经内拉格朗日点转移到另一子星，已如前述。

（2）星风。两颗子星虽然都没有充满洛希瓣，但如果主星属于巨星、亚巨星、早型主序星或早型发射星等类型，则它正在“吹出”很强的星风，星风的一小部分可以到达伴星，这种情况等同于

伴星穿入星云而发生吸积的过程。炮弹在空气中飞行时，在其近旁有激波形成。与此类似，伴星相对于星风作超声速运动时，在它的近旁也有激波产生。跟炮弹不同的是，对恒星还需增加引力的作用。激波波阵面的形状和位置依赖于星风密度和星风相对于伴星的速度，有锥形和弓形之分。锥形激波呈后掠状，位于伴星背向星风的一边（图9.55），而弓形激波在伴星朝向星风的一边。气体通过激波后，沿波阵面切向的速度分量不变，但垂直于波阵面方向的速度分量减小。总速度减小到小于当地的逃逸速度的那部分气体将被伴星俘获。

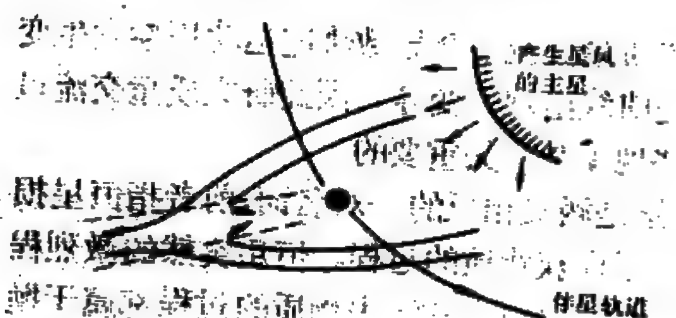


图 9.55 星风吸积示意图，虚线表示锥形激波波阵面

3．吸积盘的形成　　由于主星的轨道运动和自转，通过洛希瓣溢出流向伴星的气体相对于伴星拥有相当大的角动量，气体不可能径直向伴星下落，首先应绕着伴星旋转，形成一个薄的气盘，称为吸积盘。然后，由于吸积盘内相邻气体层之间的粘滞力的作用，气体逐渐丧失角动量，沿螺旋形的轨道落入伴星。对于星风吸积的情形，如果伴星没有轨道运动，由于对称性，被吸积气体的总角动量等于零。实际上，伴星在绕双星的质量中心转动，由此引起的不对称性虽然使被吸积气体拥有不为零的总角动量，但比洛希瓣溢出的情形中气体的角动量小得多，在伴星周围能否形成吸积盘是很不确定的。

双星中的气盘、气环或气壳虽然不能用光学望远镜直接看见，但观测已提供了充分的证据，表明在许多密近双星中它们是存在的。这些证据包括：光谱中出现发射线；光变曲线形状异常；很强的X射线发射（见§9.15）等。

4. 吸积盘中的热斑　对于半相接双星，充满洛希瓣的乙子星的物质流向甲子星，如果在甲子星的周围形成了吸积盘，则在吸积盘的外边缘被气流冲击的地方产生了一个明亮的热斑（图9.56）。在一些激变变星，尤其是矮新星的光变曲线中，明显地反映出热斑的存在。

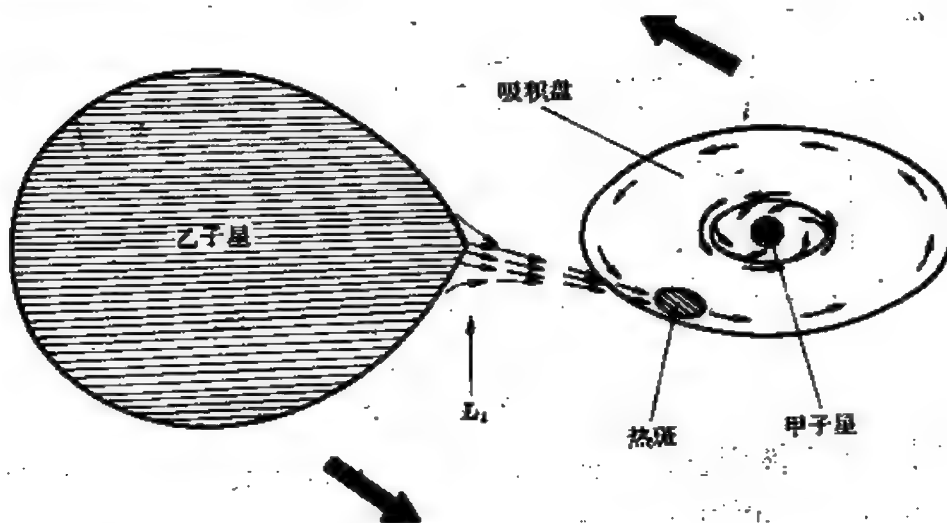


图 9.56　半相接双星中的气流、吸积盘和热斑

矮新星是双星系统，甲子星原先是质量较大的主星，演化快，已变成白矮星；乙子星原先是伴星，现在正脱离主序演化或正在主序上，但已充满了洛希瓣。矮新星的光谱中有发射线，应产生于吸积盘中。在不爆发期间，光变曲线的主要特征如图9.57所示（但并不是一切矮新星的光变曲线都具备所有这些特征），可以用热斑模型解释。研究表明，当矮新星处于不爆发的亮度极小期间，热斑是主要的光源，即在光学波段，热斑比吸积盘和两颗子星都亮，因而图9.57基本上反映了热斑的亮度变化。热斑位于吸积盘外边缘靠近乙子星的一边，随着子星的轨道运动，热斑绕甲子星旋转。如果轨道面法线与视线的交角足够大，当乙子星介于热斑和观测者

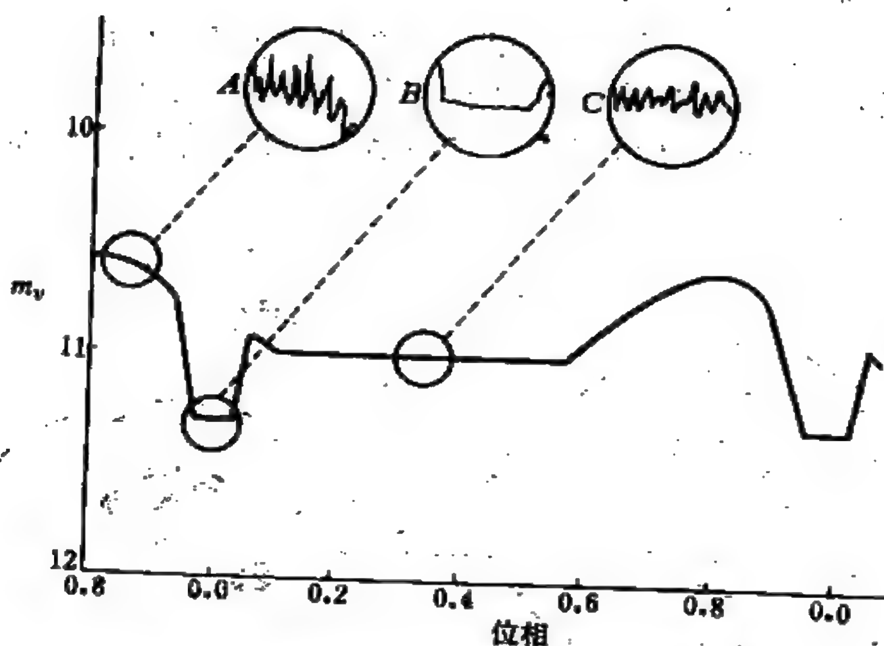


图 9.57 矮新星在一个轨道周期内的光变曲线示意图

之间时，热斑被掩食，对应于光变曲线上的亮度极小，位相取为0.0。位相从0.6到0.1，包括食在内，光变曲线上有一"驼峰"，表明在这半个轨道周期内，热斑转到吸积盘接近观测者的一侧。在位相从0.1到0.6的另外半个轨道周期内，热斑位于吸积盘远离观测者的一边，受到盘内物质的部分遮挡，相应于光变曲线上亮度较低的平直的正常部分。光变曲线不是完全光滑的，而有振荡——亮度闪变。驼峰部分（A）振荡的振幅比正常部分（C）大；在食的时候（B），振荡消失。由此可见，亮度闪变源于热斑，但其原因还不很了解。可能由气流冲击的不稳定或吸积盘本身的不稳定过程引起。

§9.14 一些著名的双星和聚星

一、英仙β

中名大陵五，是最早发现的食双星（食变星），已有300多年的研究史，距离32秒差距。它的轨道周期即光变周期，等于2.86731天。图9.58是英仙β的光变曲线和两颗子星相应位置的示意图。当伴星在位置B和D时，不发生交食现象，双星总亮度为2.20^m。当伴星走到主星和观测者之间A位置时，主星的一部分被遮掩，持续9.7小时，光变曲线上出现了主极小，最暗时亮度下降到3.40^m。当伴星走到主星后面C位置时，也有一部分被遮掩，但由于伴星比主星暗弱得多，这时候双星的总亮度仅减弱0.06^m，光变曲线上出现一个稍微向下凹陷的次极小。在两个极小之间亮度也不是十分固定的，从主极小到次极小略微增加，从次极小到主极小略微减小。这主要是由于反射光的作用。伴星向着主星的那一边被主星照射，比另外一边亮些，在次极小前后，较亮的一边向着观测者，所以总亮度大一些；在主极小前后，较暗的一边向着观测者，所以总亮度小一些。分析光变曲线极小部分的形状，可知交食不是全食而是偏食，轨道面和天球切面的交角约为82°。

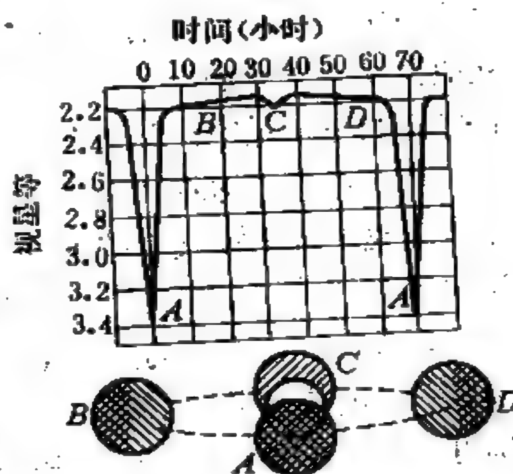


图 9.58 英仙β（大陵五）的光变曲线和两颗子星相应的位置

英仙β的主星是B8型主序星，绝对热星等为-0.4^m，质量$3.7M_\odot$，半径$3.0R_\odot$；伴星是G5型星，绝对热星等3.1^m，质量

$0.8M_{\odot}$，但半径比主星稍大，等于$3.4R_{\odot}$，已充满洛希瓣。所以英仙β是半相接双星。两子星的轨道的偏心率$e=0.015$，很接近圆形。主星和伴星绕质量中心的绝对轨道的半长径分别等于1.7×10^6千米和7.9×10^6千米。由发射线和氢的巴耳末吸收线测定的视向速度不同，表明主星周围有一气环，它必定是从伴星流出的气体形成的。

1906年，贝洛波尔斯基发现这个双星系统的质量中心在移动，表明还有第三颗星存在，所以英仙β实际上是三合星。第三颗星的光谱型大约是A7，绝对热星等2.8^m，质量$1.7M_{\odot}$，半径$1.5R_{\odot}$，绕质量中心转动的周期为1.862年，轨道面几乎与两颗交食子星的轨道面在同一平面上，偏心率$e=0.23$，半长径为2.9×10^8千米。在已知的三合星中，英仙β是子星彼此分离最近的一个系统。

在1975年，探测到英仙β的X射线辐射，功率为10^{24}瓦的数量级。这种辐射跟气流冲击产生的热斑有关，估计从英仙β的伴星每年有$10^{-10}M_{\odot}$的物质流向主星。

以英仙β为典型的食双星叫做大陵型食双星，符号为EA。这类食双星的周期分布很广，从0.2天至10000天，甚至更长。光变幅可达几个星等。交食开始和终止的时刻可以精确确定。主极小和次极小的深度不等，有的光变曲线上不出现次极小。子星的形状对光变的影响很小，因此应呈球形或略呈扁球形，但反射光可能显著。已发现的大陵型食双星逾3千对，占已知食双星总数的90%以上。

二、天琴β

中名渐台二，是渐台型食双星的典型星。1784年，古德里克发现其光变，是第二个最早被发现的食双星。周期为12.91天，每年增加19秒。光变曲线和两颗子星相应的位置如图9.59所示。光变曲线上极小以外的部分不象英仙β那样平直，而是弯曲的，这表示两子星相距较近，都畸变成扁球形或蛋形，互相绕转时两颗

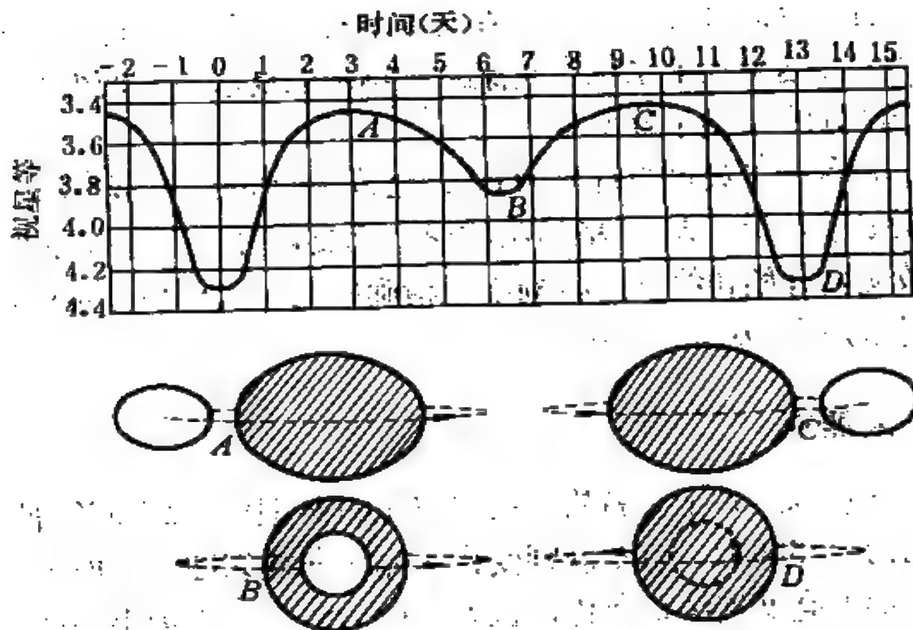


图 9.59 天琴β（渐台二）的光变曲线和两颗子星相应的位置

子星的最长径总在一条直线上。交食发生前后两颗子星的最长径都差不多与视线平行，星的视面最小；交食之间，最长径大致跟视线垂直，星的视面最大。这样，子星扁球形的影响是使得极小(包括主极小和次极小)附近的总亮度减小，极小之间的总亮度增加，也就是使得总亮度较为均匀地连续地变化着。主极小和次极小的深度分别为0.8ᵐ和0.4ᵐ。在极小的底部，光变曲线也不完全是平直的，表明子星星面上亮度分布不均匀。

天琴β离太阳约 500 秒差距。光谱中主要出现B8型巨星的光谱，谱线作周期性位移，它是主星产生的。主星的绝对目视星等介于－4.5ᵐ和－5.0ᵐ之间。光谱中还有第二套吸收线，属于 B5型，但没有周期性位移。显然，B5型光谱不属于伴星，而是在子星周围的气壳中形成的。伴星的光谱不出现，至今仍不清楚它是一颗什么类型的星。有人分析它是F型星，有人则认为是B1型星。天琴β是半相接双星。主星的质量估计超过$2M_{\odot}$，充满了洛希瓣。

伴星的质量估计大于10$M_\odot$，在它周围有一个气盘，位于洛希瓣的里面。在这个双星系统中气流的影响是很复杂的，使得对它建立一个良好的模型十分困难。

渐台型食双星的符号为EB，已发现约600对。这类食双星的周期多数大于一天。子星呈扁球形，无交食时亮度也有显著变化，以致交食开始和终止的时刻不能精确确定。次极小必定出现。子星通常是早型星(O ~B9)。

三、大熊W

这是以其名字命名的一类食双星的典型星。离太阳67秒差距。周期为0.3336天，有不规则变化。光变曲线如图9.60所示。在一个周期内亮度连续地变化，极大亮度为8.5^m。主极小和次极小的深度相差很小，主极小是全食，次极小为环食。两颗子星的光谱型分别为F8和F7。一般认为，大熊W是相接双星，两颗子星相距很近，都已充满或几乎充满各自的洛希瓣。主星质量1.30$M_\odot$，伴星质量0.65$M_\odot$。主星和伴星的形状都受到显著的畸变。这对双星被一个公共的对流包层包裹着。

大熊W型食双星的符号为EW。周期一般从六小时至一天。光变通常小于0.8^m。对于经过长期观测的每一对这类双星都发现周期有变化，大概是由质量交流引起的，质量交流率可达$10^{-7}M_\odot$/年。交食开始和终止的时刻不确定，次极小的深度至少达到主极小的80%。子星的光谱型为A0 ~ K5型，绝对星等4^m~ 6^m，在赫罗图上位于主序附近。两颗子星的光谱型如果不同，则表面温度较低的子星质量较大且较亮，例外极少。两子星的总质量大约在0.8~ 4 $M_\odot$范围内，主星和伴星的质量之比平均约 2:1。这类双星的子星的光度与质量成正比，同主序星的质光关系(8.19)式相差很大，这是由子星的体积受到洛希瓣的限制而造成的。大熊W型食双星已发现500多对。由于它们的光度较低，离太阳远的

难以发现。在太阳附近的空间内，这类双星是很多的，因此在银河系内它们的总数可能比所有其他的双星，至少比所有其他的食双星多许多倍。

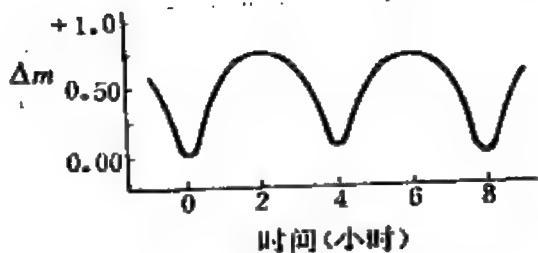


图 9.60 大熊W的光变曲线

四、有大气食的几对双星

有些为数不多的食双星，主星是有延伸大气的冷的超巨星，伴星通常是半径小得多的B型星，当B型星被掩食时，在全食（B型星的光完全透不过超巨星）前后的一段时间内，B 型星的光依次透过超巨星稀薄的延伸大气的各层（图9.61），观测者看到在B型光谱上重叠了C_a II的K 线等色球吸收线。由于掩星巨大的体积，在食双星中，这类双星的交食时间是最长的。因此，观测具有大气食的双星是研究恒星大气结构的极好机会。每当这些双星交食时，世界各地的天文学家怀着很大的兴趣进行联合观测。

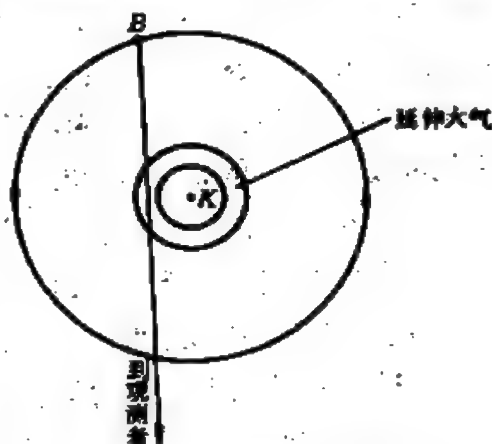


图 9.61 由K型超巨星和B型星组成的食双星发生大气食的示意图

御夫ζ是这类双星的代表，其他较亮的并且深入研究过的有天鹅31、天鹅32、御夫ε 和仙王VV。其中御夫ζ、天鹅31和32彼此十分相似，它们的一些数据列在表9.5中。这三对双星都是不相接双星，B 型伴星是主序星，绝对星等约为-2^m；K 型主星的绝对星等为-4^m左右。由于K型超巨星的表面亮度很低，当B型伴星从它的视面上通过时，对双星总亮度的影响很小，以致次极小

表 9.5 三对有大气食的双星的一些数据

	御夫ζ	天鹅 31	天鹅 32
周期(天)	972	3780	1147
全食时间(天)	37	61	12?
全食前和全食后每次大气食的时间(天)	1.5	2	4
光谱型	K3+B6	K3+B1	K5+B6
轨道交角 i	接近90	接近90	约73
质量近似值($M_{\odot}$)	8+6	9+6	20+8
半径近似值($R_{\odot}$)	200+5	300+5	300+6

几乎不出现。

御夫ζ，中名柱二，无交食时亮度为5.0^m，主极小时为5.6^m。在它近旁的御夫ε，中名柱一（图9.62），是特征与柱二不很相似的令人困惑的双星。它的周期为9890天，约27.1年（在已知的食双星中周期最长。）无交食时目视星等为3.16^m，交食开始后在192天内减弱到4.0^m，330天内保持这个极小亮度，然后又在192天内逐渐恢复到原来的3.16^m。主星是F2型超巨星，伴星的光谱不出现。在1982～1984年的交食期间，对御夫ε从卫星上进行了紫外观测，从地面上进行了红外观测，结果接收到伴星短至130纳米的远紫外辐射和长至20微米的红外辐射。根据对新观测资料的初步分析，推测伴星是一颗温度在10000开以上的热星，周围有一个镶嵌在气壳内的尘埃环，其温度不超过500开，半径为10天文单位。

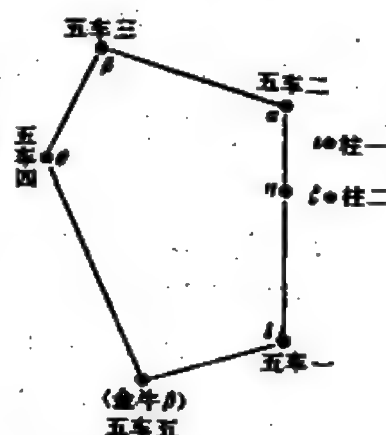


图 9.62 御夫ζ和ε在御夫座中的位置

仙王VV的周期是7430天，约20.3年。由于大气对不同波长的

光的吸收不同，全食时间跟仪器接收的波长有关，大约是450天。全食前后每次大气食的时间约20天。无交食时目视星等为5.4ᵐ，照相星等6.6ᵐ，全食时照相星等7.4ᵐ。主星是M2型超巨星，伴星是B9型星。主星的半径估计约为$1600R_\odot$，乃半径最大的恒星之一。

五、大熊ζ和双子α

1．大熊ζ　中名开阳，它是北斗斗柄中间的那颗星。其近旁有一颗四等星，名叫大熊80，中名辅，与大熊ζ相距11′。大熊ζ是最先被发现的目视双星，两子星相距14″。主星大熊ζ'的视亮度是2.4ᵐ，伴星大熊ζ''的视亮度是4.0ᵐ。大熊ζ'又是第一个被发现的分光双星，1899年，用分光方法发现了它的双重性，周期等于20.5天，轨道半长径等于0.29天文单位。1908年，发现大熊ζ''也是分光双星。根据多年的观测结果，已确定大熊80与大熊ζ有物理联系，都是一个聚星系统的成员。大熊80也被发现为一对分光双星。因此这个聚星系统共包括六颗星，乃六合星。

2．双子α　中名北河二。1719年，发现它是目视双星，距离14秒差距。主星（以A表示）是A1型星，伴星（以B表示）是A5型星，轨道周期大约介于450年和500年之间，两者最小的角距为1.85″。在1896年和1904年分别发现B和A都是分光双星，周期分别为2.9天和9.2天。在离AB72″的地方有一颗九等星，记作北河二C，它就是双子YY。1920年，发现它是双星，周期为0.81天，两颗子星都是M1型红矮星。C绕AB的轨道还不清楚，从0.028″年的相对运动判断，周期约2×10^4年。于是，双子α是由三对双星组成的六合星。

六、猎户θ^1

这是一个聚星系统，位于猎户星云（见§10.3和§10.5）里面，

肉眼看来是一颗4.5"的星，用小望远镜可看出实际上是四合星。四颗子星组成了一个边长相差不多的四边形，因此常被称为猎户

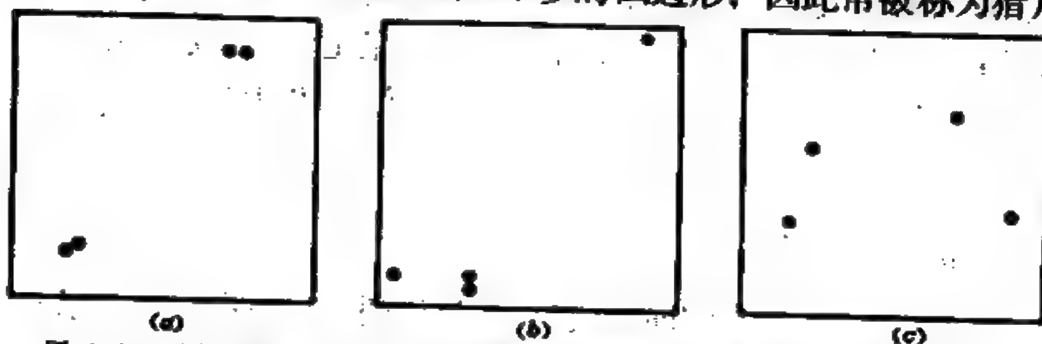


图 9.63 聚星系统：(a)和(b)是稳定的阶式组态；(c)是不稳定的四边形类型

座四边形。另外有五颗暗星是否属该聚星系统尚不确定。大多数的聚星跟大熊ζ和双子α的系统类似，呈阶式组态：或者是两颗星在一起，第三颗星离得远些；或者是四颗星分成两对，离开一段距离；或者是三对星，两对比较靠近，第三对离得很远。以猎户θ^1为代表的是另一种组态的聚星，各颗子星之间的距离相差很少(图9.63)，称为四边形类型的聚星，简称四边形聚星。阶式组态的聚星具有负的总能量(势能和动能之和，势能为负，动能为正)，它们是稳定的系统。但四边形聚星的总能量是正的，它们是不稳定的系统，其中必定有一颗或更多的子星会逃逸出去，直至系统的总能量减小到负值才稳定下来。四边形聚星大多数出现在O型和B型星聚集的地方，它们的年龄一般小于10^5年。苏联天文学家阿姆巴楚米扬(В.А.Амбарцумян)在1954年列出的四边形聚星有100多个。

§9.15 X射线双星

一、X射线天文学的兴起

X射线是指能量数量级在$10^2 \sim 10^5$电子伏(波长10～0.01纳米)范围内的光子，而可见光光子的能量仅几个电子伏。在电磁频

谱的高能(短波长)区域，跟紫外光和γ射线相比，X 射线对于探测天体的高能现象具有最重大的意义。星际和星系际空间中存在着大量处于基态的中性氢原子，它们从13.6电子伏(氢原子的电离电势)开始向短波长方向产生了赖曼系限外的连续吸收，并且吸收随波长的减小而减小。于是，星际气体大量吸收能量大于13.6电子伏的紫外光，但对于能量在10^2电子伏以上的X射线，星际气体又变成相当透明的了，以致X射线可以贯穿十分漫长的路程，将银河系内的和河外的天体的信息传递到地球上。另一方面，在天体的高能现象中，一般来说，产生的光子数目随光子能量的增加而迅速减少。这样，最大量的信息集中在能观测到的能量最低的光子上，即落在电磁波谱的X射线区域。

由于来自天体的X射线辐射不能透过地球大气这个屏障，X射线天文学必须等待空间时代到来之际才能诞生。在这一领域，美国进行了开创性的工作。1948年，用火箭探测到太阳的X射线辐射，这是人类首次观测到的天体的X射线辐射。在1962年发射的一个火箭，达到230千米的高度，第一次成功地探测到太阳系之外的一个X射线源——天蝎X-1。1970年，发射了第一颗专门用于X射线观测的卫星"自由号"①，将每次只能观测几分钟的短暂的火箭飞行推进到卫星在绕地球的轨道上进行长期观测，尤其是可连续监测个别的X射线源，以便发现它们的X射线辐射强度随时间的变化。在七十年代，美国、西欧和日本相继发射了好几颗X射线天文卫星，其中尤为重要的是1978年美国发射的"高能天文台-2"卫星，在观测仪器上作了很大改进。在以往发射的火箭和卫星上，接收X射线用的仪器是计数器，它能记录射入仪器并且能量在X射线区域的某一范围内的光子数目。而"高能天文台-2"卫星携带了第一架X射线望远镜，口径为58厘米，探测到的最暗

① 原文Uhuru系斯瓦希利语，意为"自由"。因该卫星是12月12日从肯尼亚发射的，是日正值肯尼亚独立日，故得名。

的X射线源比以前的X射线天文卫星能发现的暗一千倍。它的定位精度为1′，而分辨角达2″，可与地面上的光学望远镜相匹配。1979年正逢爱因斯坦诞辰一百周年，为了纪念这位伟大的科学家，"高能天文台-2"又命名为"爱因斯坦X射线天文台"。

"爱因斯坦X射线天文台"以及在它之前发射的一系列X射线卫星探测到许多不同类型的天体发射的X射线，这些天体包括：O～M型主序星、密近双星、超新星遗迹、球状星团、正常星系、活动星系核、射电星系、类星体以及星系团中星系际的热气体等。特别应指出，这些发现中太多是"自由号"卫星和"爱因斯坦X射线天文台"的贡献。在X射线波段观测技术的迅速进步以及取得的许多重大发现，使X射线天文学已成为堪与光学天文学和射电天文学并驾齐驱的新兴的天文学分支。

二、X射线源的命名

在"自由号"卫星上天以前的八年中，用火箭和气球运载的探测器已发现了几十个X射线源。这些早期发现的源都以所在的星座以及在同一星座中被发现的顺序来命名，如天蝎X-1，天鹅X-2，半人马X-3等。后来，从"自由号"到"爱因斯坦X射线天文台"，各颗卫星发现的X射线源的数目大大增加(到1980年，总数逾1000个)，遂汇编成表，以表的简称附上大致的赤经和赤纬坐标来给X射线源取名。这些表中最常用的是"自由号"第三和第四X射线源表，分别以3U和4U表示。

三、几对典型的X射线双星

在银河系内的X射线源中，除超新星遗迹外，其余的源的角直径非常小，它们称为致密X射线源，或恒星X射线源，或X射线星。"自由号"卫星最重要的发现之一是将银河系内的一部分致密X射线源证认为双星。X射线双星是一类很特殊的密近双星，其

中一颗子星是致密星，另一颗子星是普通恒星，作为早期发现的X射线源，通常它们在X射线波段发射的能量远远超过在电磁波谱的其他区域发射的能量。它们虽然数目不多，但性质跟一般的双星迥异，故备受重视。下面列举几对有代表性的X射线双星。

1．天鹅X-1　即3U 1956＋35，是最早发现的几个X射线源之一。它的强度有不规则的快变，变化时标从一毫秒至几十秒。如果发射区的大小不应超过强度有很大变化的时间内电磁辐射传播的距离，则该源的发射区应小于10^3千米。天鹅X-1在1～80千电子伏范围内的能谱是相当平坦的幂律谱，能谱指数为－0.7。

"自由号"卫星的定位精度是1′。在误差为1′的方形天区内有许多颗星，因而难以证认该X射线源的光学对应天体。1971年3月至4月，在包含天鹅X-1的1′的天区内探测到了一个从前没有的弱射电源，恰好在同时，天鹅X-1在2～6千电子伏波段的X射线辐射强度突然下降了四倍。这种射电辐射增强和X射线辐射减弱之间的相关性，表明该射电源跟天鹅X-1是同一个天体。利用射电望远镜高达1″的定位精度，找到了天鹅X-1的光学对应天体，它是周期为5.6天的单谱分光双星HDE 226868，距离估计至少有2500秒差距。主星的亮度为9^m，是一颗B0型超巨星；伴星看不见。主星在视线方向的投影轨道速度$v\sin i$＝70千米/秒，投影轨道半长径$a\sin i$＝5×10^6千米，质量大于$20M_\odot$。看不见的伴星应是X射线辐射的源，它能使一颗超巨星以如此大的速度作轨道运动，其质量不会小于$6M_\odot$，这个数值超过了中子星质量的上限，因此天鹅X-1可能是一个黑洞。

2．半人马X-3和武仙X-1　天鹅X-1的X射线强度的不规则快变的发现促使天文学家去搜寻具有类似特性的其他X射线源，并导致了半人马X-3和武仙X-1等X射线脉冲源的发现。

半人马X-3（4U 1118—60）的X射线辐射呈现周期为4.8秒的脉冲（图9.64），这个脉冲周期有多普勒位移，每2.087天精确地重

复，乃X射线源在绕一颗子星作轨道运动的反映。X射线源的强度变化曲线是典型的食双星的光变曲线，全食时间为0.488天。观测到的轨道速度的变化与正弦曲线符合，表明它的轨道近于圆形。可见的主星是亮度为13.47的早型巨星，距离估计为7700秒差距。由探测到的X射线流量和距离的数据推算出该X射线源的发射功率大约为$10^4 L_{\odot}$。

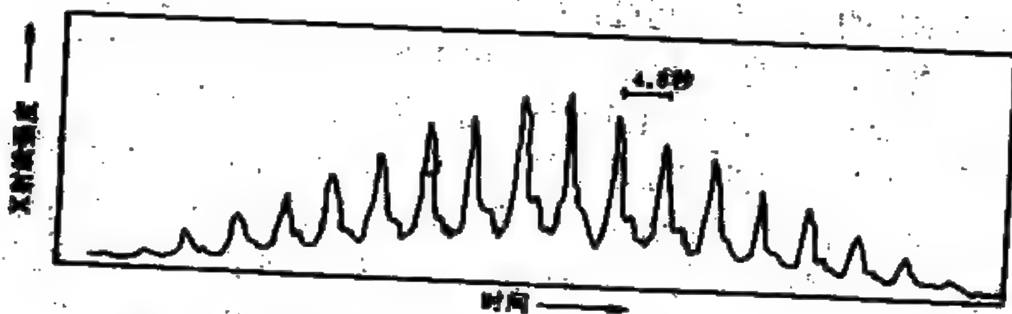


图 9.64　1971年5月7日"自由号"卫星记录到的半人马X 3的脉冲辐射，脉冲强度自左至右的逐渐变化是该卫星自转引起的

武仙X -1(4U 1656+35) 是一个被研究得最多的X射线脉冲源，脉冲周期1.24秒。它每隔1.70天发生一次X射线食，交食持续0.24天。此外，它经历着周期为34～36天的长期变化：在10天或11天内X射线辐射很强，在其余的24天中弱到观测不到。武仙X -1的光学对应天体是变星武仙HZ，它具有1.70天的光变周期。在证认过程中，光变周期与X射线食的周期吻合起了关键的作用。武仙HZ的视星等在13^m和15^m之间变化，表明它朝向X射线源的一面被X射线加热，温度估计达10000开，而背向X射线源的一面温度约6600开。从X射线脉冲周期的多普勒位移推出武仙X-1的轨道偏心率$e<0.05$，$v\sin i=169$千米/秒，$a\sin i=4\times10^6$千米，质量函数$f(M_1, M_x, i)=1.7\times10^{30}$千克。根据质量函数的数据、光学子星的分光观测以及光学子星的光谱型，原则上可以确定两颗子星的质量和i。但由于武仙HZ受到X射线的加热，使得对它的

光谱分类十分困难，光谱型估计的范围在B型和F型之间，X射线源的质量M_x估计在0.5～1.8$M_⊙$之间。

武仙X-1和半人马X-3时标为秒的数量级的X射线脉冲，自然使人联想到它们是自转的中子星。因此具有规则周期的X射线脉冲源也称为X射线脉冲星。这类天体已发现的数目不多，资料较丰富的仅20颗左右。武仙X-1的脉冲周期在变短，变率为-4.8微秒/年。其他的X射线脉冲星，周期多数也在变短，仅少数例外，这不同于周期在变长的射电脉冲星，排除了中子星转动能减小的供能机制。武仙X-1也是至今能直接测定中子星质量的极少有的珍品之一，测定的数据落在中子星质量的理论极限值的范围内。

3．武仙AM　这是一颗不规则变星，X射线源4U 1813＋50的光学对应天体，离太阳约100秒差距，轨道周期为3.1小时。主星是质量约为1$M_⊙$的白矮星；伴星是M 2V型的红矮星，质量约为0.4$M_⊙$。视向速度曲线和光变曲线之间的位相不寻常，极大的正视向速度与亮度的主极小相对应，而通常的分光双星两者相差1/4个周期。这颗星的辐射有很高的圆偏振（15％），由此推出该白矮星拥有10^4特的磁场强度。在光谱的可见区和紫外区有许多很强的发射线，叠加在连续光谱上，它们是H Ⅰ的巴耳末线以及He Ⅱ、C Ⅳ、Si Ⅳ、N Ⅴ等的谱线。武仙AM还呈现长期的光变，视星等变化于12^m～15^m，平均持续100～300天。在可见光和X射线的辐射中存在活动和宁静状态，武仙AM大部分时间处于活动状态，这跟通常的激变变星的行为相反，后者常处于亮度极小的宁静状态，偶尔爆发。

武仙AM是最先被确认的磁白矮星X射线源，同类的天体尚有大熊AN（偏振度达35％，磁场强度达3×10^4特）和船尾VV等10多个，有高偏振星之称。它们有些特征类似于激变变星，故又被归入激变变星之列。

四、X射线双星的定性分析

在X射线双星中，有一部分是X射线脉冲星，它们的脉冲周期短至一秒的数量级，长达几百秒，总的来说比射电脉冲星的脉冲周期长得多。然而，它们的辐射功率(即光度)可高达10^{31}(个别的达10^{32})瓦的数量级，相当于蟹状星云的辐射功率，比一般的射电脉冲星的辐射功率大得多。分析表明，对于旋转得象X射线脉冲星那样慢的中子星靠损失转动能来提供如此大的辐射功率是远远不够的，况且，观测到武仙X-1等X射线脉冲星的脉冲周期在变短。致使中子星旋转周期变短的唯一可能的途径是它正在吸积物质，只要被吸积的物质每单位质量拥有的角动量大于中子星每单位质量的角动量，中子星旋转就加快。

"自由号"卫星发现，X射线双星，例如天鹅X-1、武仙X-1和半人马X-3等，在2～6千电子伏范围内的光度达10^{29}～10^{31}瓦。后来发射的几颗X射线卫星又探测到许多低光度(10^{24}～10^{26}瓦)的银河X射线源，其中一部分已证认为包含一颗白矮星的双星系统。武仙AM就是一个低光度X射线源，它的光度为10^{26}瓦。如何解释这些光度的数值呢?

在"自由号"卫星上天之前，天文学家早已认识到，在密近双星中，如果一颗子星是致密星，另一颗子星是普通恒星，则大自然提供了一种提取引力势能的有效机制。致密星吸积了从另一子星流出的一部分物质，设吸积率为$\dot{M}$，物质的速度为v，如果物质的动能全部转化成热能辐射出去，则辐射功率为

$$L=\frac{1}{2}\dot{M}v^2, \qquad (9.26)$$

物质的动能是在致密星的引力场中由引力势能转化的，因此实质上释放的是引力势能。若物质向致密星自由下落，则$v=\left(\frac{2GM_x}{R}\right)^{\frac{1}{2}}$，其中$M_x$表示致密星的质量，得

$$L = \frac{G \dot{M} M_x}{R} = \eta \dot{M} c^2; \qquad (9.27)$$

若物质沿圆形开普勒轨道螺旋式地向致密星下落，则$v = (\frac{GM_x}{R})^{\frac{1}{2}}$，得

$$L = \frac{G \dot{M} M_x}{2R} = \frac{1}{2} \eta \dot{M} c^2, \qquad (9.28)$$

(9.27)和(9.28)式已表示成静质量转换为能量的形式，而

$$\eta = \frac{G M_x}{R c^2} = \frac{1}{2} \frac{R_g}{R} \qquad (9.29)$$

为转换效率，R_g是致密星的引力半径，R是致密星的半径或最小圆轨道的半径。对于物质吸积到史瓦西黑洞和中子星的情况，转换效率一般可取为10%左右；对于克尔黑洞，最大的转换效率达42%。作为对比，在四个氢原子核聚变成一个氦原子核的过程中，仅释放出0.7%的静质量能。因此黑洞和中子星吸积物质是一种比热核反应效率高得多的释放能量的机制。对于物质吸积到白矮星的情况，引力势能释放的效率只有0.01%的数量级。

为了估算致密星由于吸积物质每秒所能释放的能量的数量级，利用(9.27)式，得

$$L = \frac{G \dot{M} M_x}{R} \simeq 10^{26} (\frac{M_x}{M_\odot}) (\frac{R_\odot}{R}) (\frac{\dot{M}}{10^{-8} M_\odot/\text{年}}) \text{瓦} \qquad (9.30)$$

根据各类恒星质量损失率的观测资料，取$\dot{M}$为$10^{-8} M_\odot$/年数量级是在允许的范围内，而且并不苛求。对于黑洞和中子星，$\frac{M_x}{M_\odot} \simeq 1$，$\frac{R_\odot}{R} \simeq 10^4 \sim 10^5$，由(9.30)式显见，可以产生$10^{29} \sim 10^{31}$瓦的光

度。对于白矮星，$\frac{R_\odot}{R} \simeq 10^2$，要解释高光度的X 射线双星是勉强的，除非吸积率很高，但说明诸如武仙AM 那样的低光度X 射线双星的能源则不成问题。

由上述的分析可见，X 射线双星中的一颗子星必定是致密星，另一颗子星是能向致密星供应物质的普通恒星，物质吸积到致密星所释放的引力势能足以产生观测到的光度。

五、吸积盘和吸积柱

X 射线双星中的普通子星如果已充满了洛希瓣，就应出现洛希瓣溢出的吸积过程，前述的天鹅X-1和半人马X-3的光学子星是早型超巨星或巨星，属于这种情况。拥有相当大的角动量的气体经内拉格朗日点流向致密星，在它周围形成了吸积盘。吸积盘中的气体在几乎是圆形的开普勒轨道上绕致密星转动。

一个绕中心引力体在圆轨道上运动的粒子，在没有外力作用的情况下，将永远保持在同样的轨道上运动。但如果通过某种方式能从它提取能量和角动量，它就螺旋式地向里运动，在这过程中所能提取的能量等于最里面的轨道处引力势能的一半，另一半转化成粒子轨道运动的动能。吸积盘正是提供了一种提取引力势能的具体的机制。由于开普勒运动是一种较差的转动，角速度向外递减，而角动量向外增大，吸积盘中相邻的气环之间由于粘滞性产生了沿轨道运动方向的切向应力，在切向应力力矩的作用下，气环的角动量逐步向外转移。随着角动量减小，各个气环便向里旋进，于是引力势能被提取出来，具体的表现形式是气体的粘滞性产生了热能，使吸积盘加热并转化为辐射能发射出去。如果中心天体是史瓦西黑洞，则吸积盘的内边界半径等于 $3R_g$，这是绕史瓦西黑洞旋转的粒子的最小稳定轨道；如果中心天体是没有磁场的中子星或白矮星，则吸积盘的内边界就是星的表面。在吸积

盘中提取出的引力势能向里增加，因而温度也向里升高。在吸积盘靠里面的部分，温度一般在$10^6 \sim 10^9$开范围内，可发射能量为$10^2 \sim 10^5$电子伏的X射线。

对于有强磁场的中子星的吸积，电离气体无论是螺旋式地或是沿径向落向中子星，当离中子星某一距离时，它们的运动开始受磁场的控制，以这个距离为半径的球面和球分别称为阿尔文面和中子星的磁球。到达阿尔文面的电离气体不能跨越磁力线，必

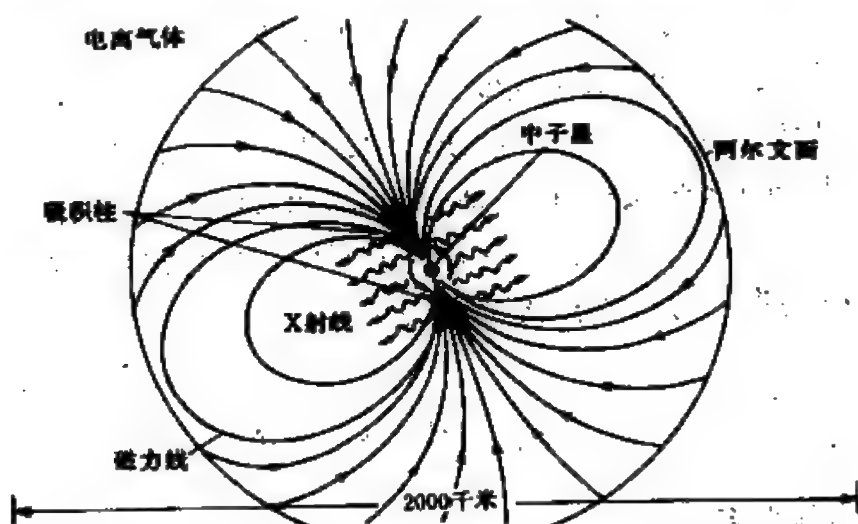


图 9.65　磁中子星吸积的示意图

定沿着与该面相交的磁力线流向磁极。最后，被吸积的物质都落入磁极周围的一个小区域内，形成高温的极冠。在极冠的上空是漏斗形的吸积通道，称为吸积柱(图9.65)。X射线主要是在吸积柱内的电离气体或极冠发射的。只要中子星的磁轴跟自转轴倾斜，随着中子星旋转，到达观测者的X射线辐射的强度就有周期变化，表现为X射线脉冲源。

在磁场中速度远小于光速的非相对论性电子在洛伦兹力的作用下沿着圆周或螺旋线绕磁力线旋转，旋转的角频率ω取决于磁场强度B，由经典电磁学中熟知的公式

$$\omega = \frac{eB}{m_e c} \qquad (9.31)$$

求出，式中c是光速，e和m_e分别为电子的电荷和质量，ω称为拉摩频率。在作旋转运动时，非相对论性电子产生了辐射，叫做回旋辐射。这种辐射呈单色性，由一系列分立的谱线组成，它们的频率依次等于拉摩频率的整数倍，但强度随着频率的增大而迅速下降，以致回旋辐射的能量主要集中在由(9.31)式确定的基频辐射之中。在武仙X-1的X射线辐射谱中，1976年发现在58千电子伏处有一条谱线，现在普遍认为它是吸积柱中电子的回旋辐射的基频谱线，相应的磁场强度等于5.3×10^8特①。在另一颗X射线脉冲星4U 0115+63的X射线谱中，发现了11.5千电子伏和23千电子伏处的谱线，如果它们是回旋辐射的基频和第一倍频谱线，则磁场强度为1.2×10^8特。这是目前对中子星磁场的直接测量，也许将成为唯一可行的直接测定法。

§9.16 SS 433

一、观测特征

SS433是一个非常奇特的星体，在1978～1979年期间它的异常的性质被发现后，轰动一时。它位于天鹰座中银河区域，亮度为13.5^m，那里恒星密集，在用物端棱镜拍摄的底片上，数以百计的恒星的光谱中有发射线。在1977年斯蒂芬森(C.B.Stephenson)和桑杜利克(N.Sanduleak)发表的H_α发射线天体的星表上，它的编号是433，故名SS433。它又是致密的射电源和X射线源。在英国剑桥大学编制的剑桥第四射电源表中，被命名为4C 04.66;

---

① 在强磁场的情况下，严格地说应考虑量子效应，但跟经典公式(9.31)算出的结果相差不大。此外，引力红移效应对计算的磁场强度数值可能有10～40%的影响。

在"自由号"第四X射线源表中，被命名为4U 1908+05。射电观测表明，SS433位于一个名叫W50的射电展源的中央。根据W50的射电结构和射电谱的分析，认为它是在10^4年以前爆发的一颗超新星的遗迹。作为光学发射线星体、射电源和X射线源三位一体的SS433，又位于超新星遗迹W50的中央，两者很可能有因果联系。

从1978年9月起，美国利克天文台的天文学家对SS433进行了一系列的分光观测。光谱中氢的H_α发射线非常强，在它的两侧还有两条很强的发射线(图9.66)，被证认是因多普勒效应而位移的H_α的两条子线，一条红移，另一条蓝移。与谱线位移对应的视向速度大得惊人，例如红移的子线在波长740纳米处，视向速度约为40000千米 秒。对于许多氢和氦的发射线也有类似的三重性。在观测了相当长的一段时间后，发现两条位移子线的波长以很大幅度作周期变化，分别从无位移的子线的一侧移到另一侧，周期等于164天。图9.67所示的是跟两条子线的周期位移对应的视向速度曲线。红移(远离)的视向速度最大的超过50000千米 秒，蓝移(接近)的视向速度可达30000千米 秒。在任一时刻，两个视向速度的平均值大致为一常数，等于12000千米 秒。虽然谱线的周期位移在分光双星中是司空见惯的，但规模小得多，视向速度的变幅从未超过10^2千米 秒的数量级。此外，在银河系内还从未见过与恒星联系着的现象中有如此大的速度，而且光谱中又同时出现红移和蓝移的谱线。这些都是SS433独特的异常性质。

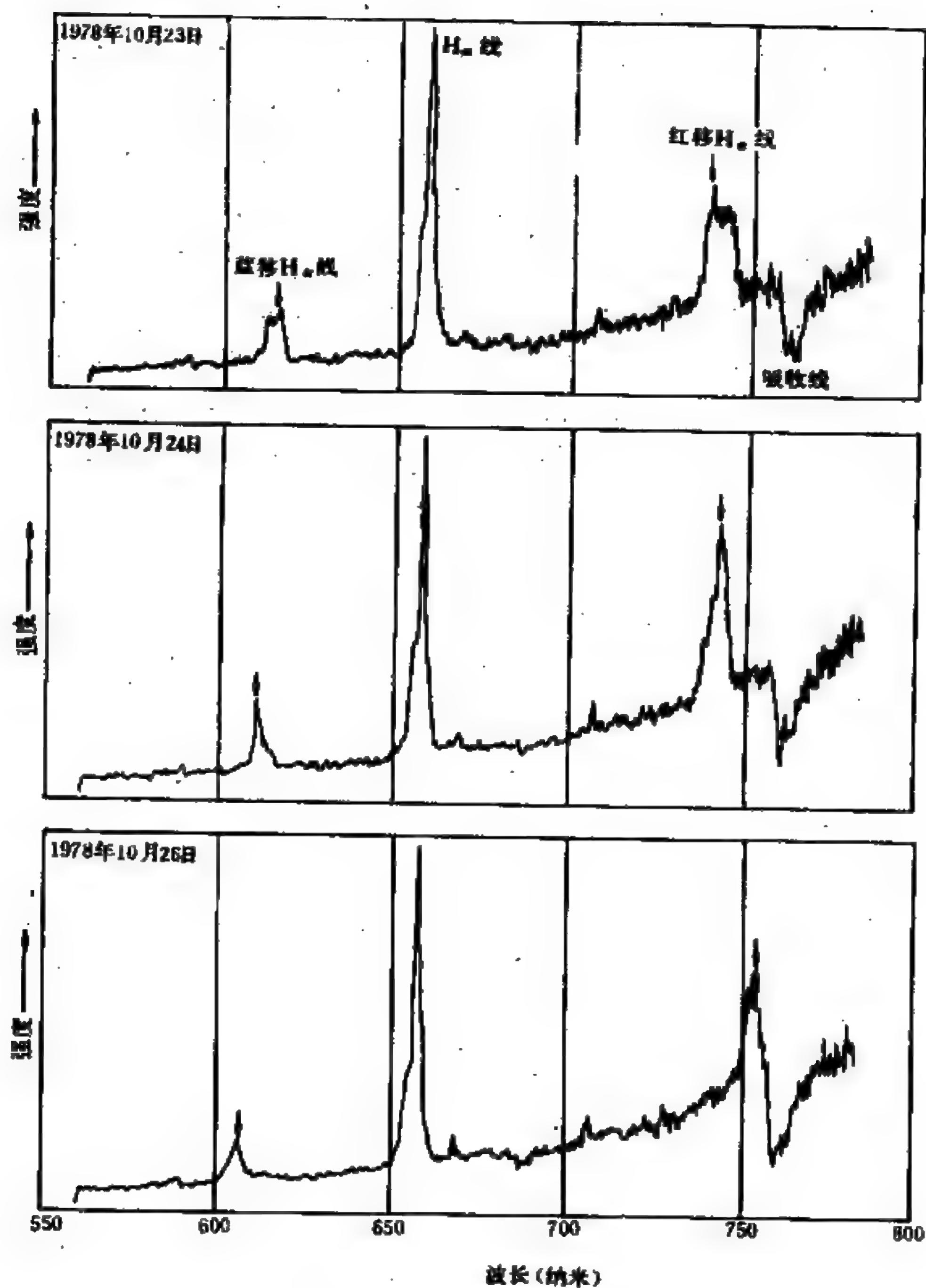


图 9.66 1978年10月的三个夜晚在利克天文台拍摄的SS433的三张H_α发射线附近的光谱图。在波长760纳米附近的吸收线是地球大气中的分子产生的

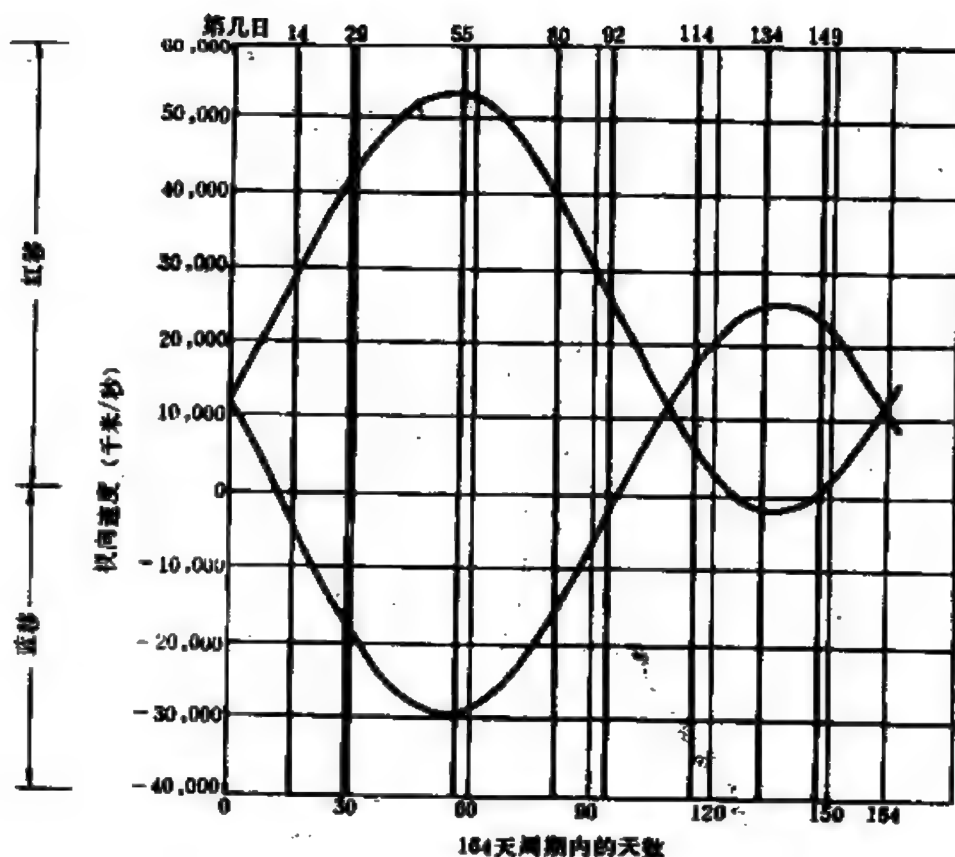


图 9.67 从SS 433的红移和蓝移发射子线的周期位移得出的视向速度曲线

二、理论解释

对SS433的红移和蓝移谱线同时出现以及周期位移的一种合理的解释是转动喷流模型。一个中心天体向相反的两个方向喷出两束气流，一束大致指向地球，产生蓝移发射线；另一束大致背向地球，产生红移发射线。假定两束喷流的轴线绕中心天体的自转轴转动，每164天转一圈，则每束喷流与观测者视线有交角，因而喷流的视向速度也以164天为周期而变化，该天体光谱中的发射线在波长极大和极小之间来回移动。例如，对于图9.68所示的喷流的位置，红移和蓝移都处于极大值。当喷流与视线垂直时，就

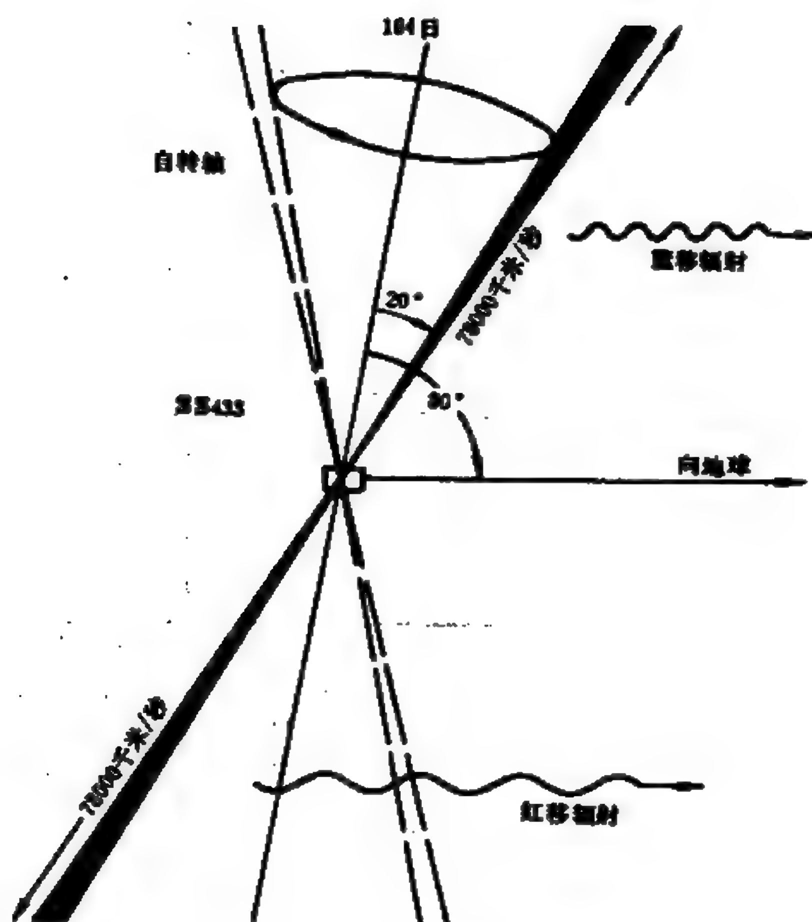


图 9.68 SS133的转动喷流模型

观测到红移和蓝移的极小值。计算表明，取喷流速度为78000千米/秒，自转轴与视线的交角为80°，喷流与自转轴的交角为20°，便能跟观测资料拟合。喷流的速度达到了光速的26%。于是狭义相对论的效应已相当显著。有一个效应叫做时间延迟，说的是一个相对于观测者运动的钟，在观测者看来走慢了，速度越大，时钟越慢。原子发射光子，也因时间延迟效应使得观测者看到的光子频率减小，而波长增加，即出现了谱线红移。对于速度达到26%光速的喷流，计算得出时间延迟效应产生的红移对应于视向速度为光速的 4 %，即12000千米/秒。这个效应仅与喷流的速度有关，

跟喷流与视线的交角无关。这就满意地说明了为什么在任何时刻SS433的红移和蓝移的视向速度的平均值不为零，而等于一个固定的值12000千米/秒。

发射喷流的中心天体是什么类型的天体呢？中子星的质量和半径是差别不大的，它们表面的逃逸速度与喷流的速度很接近，也许这不是巧合，而暗示着某种必然性。如果SS433确实隐藏着一颗中子星，但根据光谱中很强的氢和氦的发射线推测，喷流的主要成分是氢和氦，而中子星是缺乏这两种轻元素的，则喷流不大可能直接来自中子星。在对SS433光谱中"无位移"的发射线仔细测量以后，发现它们的波长也有周期为13天的位移，但位移的幅度很小，相当于视向速度70千米/秒。这表明SS433是一个双星系统，可能由一颗中子星和一颗普通恒星组成。那颗普通的子星太暗，在喷流的辐射背景上无法直接观测到。

关于SS433喷出的气体的一些物理数据依赖于对SS433的距离的估计。根据一些不很可靠的证据，它离太阳约4000秒差距，从而算出喷射物质延伸100亿千米，相当于太阳系的直径；喷射物质的动能达10^{32}瓦，为太阳光度的10^{6}倍。

综上所述，关于SS433的转动喷流模型中的中心天体，即图9.68中央的矩形框内的天体，可能如图9.69所描述。气体从普通的子星流向中子星，并在其周围形成一个吸积盘。从该盘的两面向两个相反的方向抛出两束气流，而吸积盘的平面在进动，周期是164天，从而引起喷流轴线转动。

SS433的转动喷流模型还留下一连串未解决的问题，例如产生双喷流的机制，喷射物质巨大的能量的源泉，使喷射物质保持准直的过程等。也有学者提出SS433的发射线来自靠近黑洞的吸积物质的理论解释，因黑洞尚未得到观测直接证实，所以此种解释尚在争论之中。

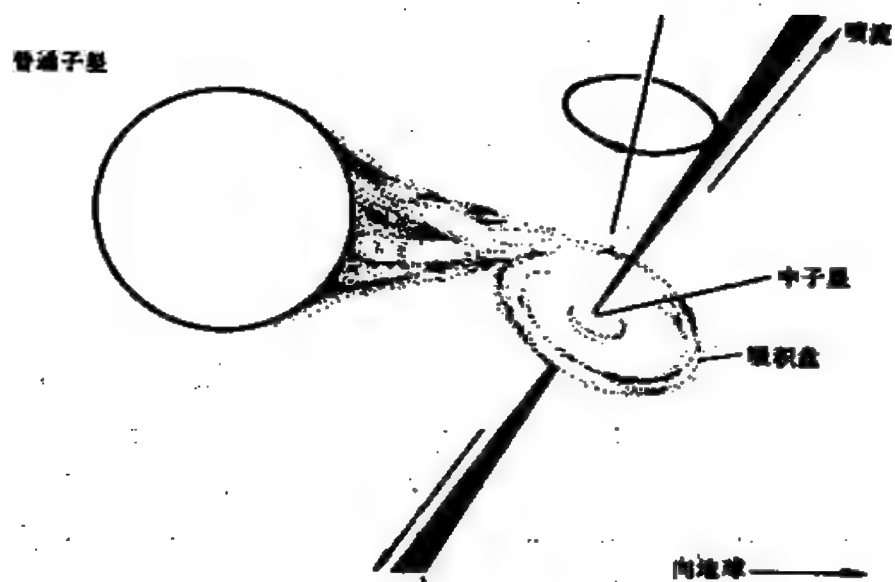


图 9.69　SS433的转动喷流模型中的中心天体

第十章　星团、星云和恒星演化

§10.1　疏散星团和星协

在银河系空间内（其他星系亦然），除了散布着孤独恒星（单星）以及双星和聚星这类最小的恒星系统之外，还存在着由众多的恒星组成的更大的系统——星团和星协。

星团是恒星的集团，其成员星的空间密度显著地高于周围的星场，并且通过彼此之间的引力作用而聚集在一起。星团按形态和成员星的数目等特征明显地分成两类：疏散星团和球状星团。

除几个星团有专名外，按天文学上的惯例，星团都是以某本星团表中的号数命名的，最常见的名称来自M、NGC和IC这三个星团和星云表。梅西耶通过自己的观测以及根据同时代的法国天文学家梅襄（P. Mechain）的观测，于1784年在法国天文年历上刊登了103个天体的表（其中57个是星团，46个是各种星云或星系）。星表通常是按天体的赤经的顺序来编排号数的，M表却不同，梅西耶将天体大致上按他观测到的日期的先后而编号。后世的天文学家经考证确定，另有七个天体在当时已为梅西耶和梅襄所知，也把它们归入M表，故该表总共有110个号数。丹麦天文学家德雷耶（J. L. E. Dreyer）对约翰·赫歇耳于1864年发表的《星云星团总表》进行修正和增补，于1888年编制了《星云星团新总表》（New General Catalogue of Nebulae and Clusters），简称NGC，列出7840个天体。后来，德雷耶分别于1895年和1908年两次发表

了NGC的补编:《星云星团新总表补编》(Index Catalogue of Nebulae),简称IC,共包含5386个天体。由于在编制这三个表的时代天文学家还不知道河外星系,以致它们实际上是银河系中的星团、星云和河外星系混编在一起的表。

一、疏散星团的概况

疏散星团形态不规则,包含几十至二、三千颗恒星,成员星分布得较松散,用望远镜观测,容易将成员星一颗颗地分开。少



图 10.1 昴星团,约由120颗恒星组成,直径4秒差距,距离125秒差距

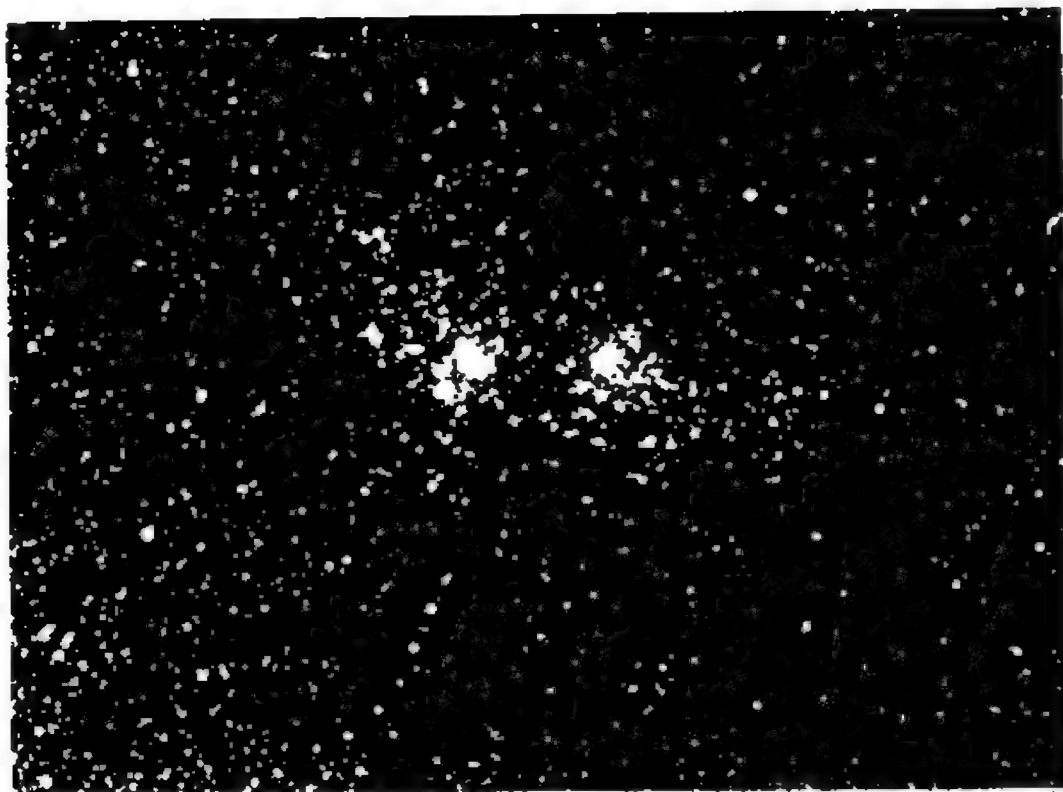


图 10.2 英仙双星团

数疏散星团用肉眼就能看见。金牛座中的昴星团(M 45，图10.1)和毕星团、巨蟹座中的鬼星团 (M 44,NGC2632,又名蜂巢星团)、英仙双星团(即英仙h——NGC 869和英仙χ——NGC884，图10.2)是几个最著名的疏散星团。

在银河系中已发现并载入表的疏散星团有一千多个，它们高度集中在银道面的两旁，离银道面的距离一般小于200秒差距，所以疏散星团又名银河星团。大多数已知的疏散星团离太阳在3000秒差距以内。在更远的地方这类星团无疑是存在的，它们或者处于密集的银河背景星场中而不能证认，或者受星际尘埃云遮挡而无法看见。由已知数目外推，估计银河系中疏散星团总数的数量级为10^4～10^5个。

疏散星团的直径大多数在1～10秒差距的范围内，超过10秒差距的较少。根据对十几个疏散星团的统计，平均质量密度的范围为0.5～3.2$M_{\odot}$/秒差距^3，而星场的平均密度约为0.05$M_{\odot}$/秒差距^3。疏散星团的成员除主序星以外，还有种类繁多的变星和大量的双星，如WR星、Be星、天鹅P型星、Ap星、金牛T型变星、耀星、经典造父变星和白矮星等都在疏散星团中找到。有些疏散星团与星云在一起，它们是年轻的。

二、移动星团

1. 汇聚点和辐射点　星团作为一个整体在银河系内运动着，其成员星除了在星团内各自有不太大的随机运动外，都参与整体的运动，因而各个成员星的空间速度矢量大体上应是平行且相等的。恒星的空间速度可以分解成视向速度和切向速度两个分量，前者沿着观测者的视线方向，后者与视线垂直（见§11.2）。只要切向速度不等于零，恒星在天球上的位置就有变化，相对于微弱的背景星每年位移的角度称为恒星的自行①，它的单位是角秒/年。通常用长焦距的折射望远镜相隔若干年拍摄某一恒星所在天区的照片，比较该星位置的变化可以测定它的自行(见§14.5)，但这只有对离太阳很近的星才奏效。距离较远的星，自行小于测量精度，不能定出。

有几个较近的疏散星团，其成员星的自行已测出。在天球上沿着或背着各个成员星的自行方向延伸，大体上交于一点，对于前一种情况，称为汇聚点；对于后一种情况，称为辐射点。这种现象跟流星雨看起来从一个辐射点发出一样，反映了成员星的空间速度矢量大体上指向同一方向。可以定出汇聚点或辐射点的疏散星团称为移动星团。有汇聚点的移动星团是正在远离太阳；有

① 在天文学上起用自行这个名词是为了表明这是恒星真实的运动，以区别于每天东升西落的视运动。

辐射点的移动星团则正在接近太阳。已知的移动星团有毕星团、昴星团、大熊星团、鬼星团、英仙星团、天蝎-半人马星团和后发星团等七个。

2．毕星团、天蝎-半人马星团和大熊星团　　毕星团是最先发现的移动星团。1910年美国天文学家博斯（L. Boss）在编制星表时，发现了毕星团成员星的自行汇聚于一点(图10.3)。该汇聚点的赤道坐标为：$\alpha=6^h17.5^m$，$\delta=7^\circ41'$。毕星团离太阳46秒差距，大约由350颗恒星组成。它呈扁球形，短轴垂直于银道面，约为长轴的2/3。成员星向中心密集，较密集部分的角大小为7°，线大小为5秒差距。成员星大多是G和K型主序星，最蓝的星属光谱型A2，并有几颗G型和K型巨星。目前毕星团正以44千米/秒的速度远离太阳。大约在8万年前，毕星团离太阳最近，距离只有现在的一半。6500万年后它将成为一个由12ᵐ和更暗的恒星所组成的角直径只有20′的星团，那时候它就不再是一个移动星团而成为一个普通的疏散星团了。毕星团成员的自行彼此是略有差别的，仔细分析表明，再过几亿年该星团应瓦解。

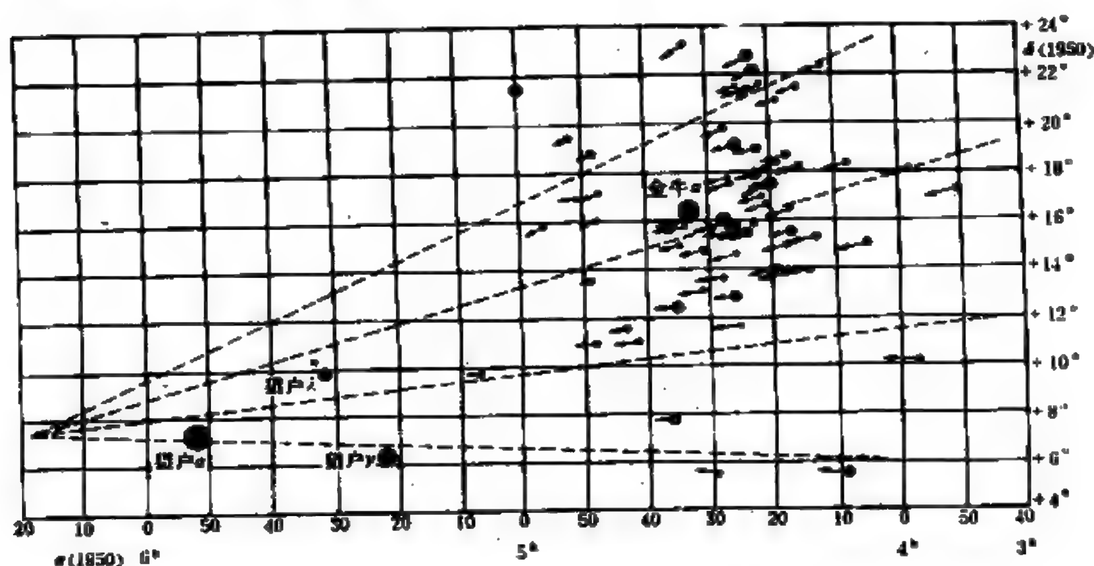


图10.3　毕星团成员星的自行和汇聚点

天蝎-半人马星团是一个十分壮观的移动星团，1918年荷兰天文学家卡普坦（J. C. Kapteyn）首先注意到它。这个移动星团中B型星特别多，还有一些A型和F型星。天蝎座尾巴上的一些星以及蛇夫座和半人马座中的大多数蓝白色星是它的成员。在天球上它跨越了33°的角直径，离太阳约200秒差距，线直径约为100秒差距。

大熊星团是离太阳最近的星团，距离21秒差距，由100颗左右的恒星组成，角直径约20°，线直径为7秒差距。北斗七星中的五颗、天狼星和南河三（小犬α）都是这个移动星团的成员。

3．星群视差　根据移动星团成员星的自行和视向速度的观测数据，可以定出它们的视差，这种视差称为星群视差。

若以μ和V_t分别表示恒星的自行和切向速度，则两者之间的关系就是圆周上弧长和圆心角的关系，圆周的半径相当于恒星的距离r。由于μ是微小的角度，因而得

$$V_t = r\mu \sin 1'' = \frac{r\mu}{206265}.$$

但自行的单位是角秒/年，而距离一般以秒差距为单位，为了使切向速度以千米/秒为单位，需乘以一秒差距的千米数$a \csc 1''$（a是一天文单位的千米数），又除以一年的秒数n（等于3.156×10^7秒），得

$$V_t = \frac{a}{n}\frac{\mu}{\pi''} = 4.74\frac{\mu}{\pi''}, \qquad (10.1)$$

其中$\pi''(=1/r)$是恒星的周年视差。

对于移动星团，各成员星的空间速度V可以认为大小相等并指向同一方向。在图10.4中，S表示太阳，M表示移动星团中的一颗恒星。SR表示汇聚点方向，它是与V平行的。因为两平行线向同一方向延长在天球上交于一点。θ表示恒星M和汇聚点R的角距，由观测容易得出。显然，恒星M的切向速度V_t和视向速度

V_t 的关系为

$$V_t = V_r \operatorname{tg}\theta.$$

V_r 从恒星光谱线的多普勒位移测定。将上式代入(10.1)式，便得到求移动星团成员星的视差的公式：

$$\pi'' = \frac{4.74\mu}{V_r \operatorname{tg}\theta}. \quad (10.2)$$

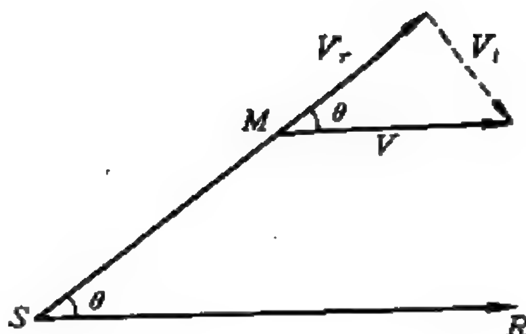


图 10.4 星群视差的测定

要应用这个公式求视差，需知μ、V_r和θ的观测值。但若能由一颗已知V_r的成员星，利用公式$V = V_r \sec\theta$来决定整个星团的空间速度，就可把(10.2)式改成

$$\pi'' = \frac{4.74\mu}{V \sin\theta}. \qquad (10.3)$$

应用这个公式于其他成员星时，知道μ和θ的值便行了。

天文学上测量恒星距离的方法甚多，不同的方法适用于不同的对象。但有些方法首先需要以另一种方法测定的较近恒星的距离或绝对星等为基准，然后应用于更远的恒星。这样一段一段地"接力"，推算出遥远的恒星以至河外星系的距离。三角视差法是最基本的测距法，对于太阳附近20秒差距以内的恒星能保持很高的精度，但局限性很大。星群视差的精度也很高，它适用于移动星团，将测量的距离延伸到几十至一百多秒差距。由星群视差算出的恒星的绝对星等是很可靠的，因此移动星团成员星的光度常被用作各类恒星的光度基准，尤其是在太阳附近20秒差距范围内，B型和A型星极为罕见，确定它们的光度主要藉助于天蝎-半人马星团。由此可见，移动星团在天文学上占有相当重要的地位。

三、疏散星团的颜色-星等图

在§8.6中已讲过，赫罗图的横坐标是恒星的光谱型，也可用

恒星的色指数代替。由于用光电技术测量暗星的色指数比用分光技术确定它们的光谱型简便得多，因而星团赫罗图的横坐标常以色指数C表示。赫罗图的纵坐标是恒星的绝对星等或光度。对于星团，除离太阳很近的以外，其线大小与距离相比是很小的，可以认为星团的成员星位于相同的距离上，因此它们的视星等的分布就代表了绝对星等的分布。以成员星的色指数为横坐标、视星等为纵坐标绘制的图叫做颜色-星等图。它跟星团的赫罗图是类似的，两者仅在纵坐标上相差一个取决于星团距离的量——距离模数$m-M$。已绘出颜色-星等图的疏散星团有150个以上。色指数C常以$B-V$（B星等和V星等之差）表示。作为例子，图10.5和10.6给出了两个疏散星团的这种图。

疏散星团的颜色-星等图彼此相差很大。瑞士天文学家特朗普勒(R. J. Trumpler)根据这种图的形状，把疏散星团分为三类：第一类只有主序星，其中再根据成员星最早的光谱型分成几个次型，如果由O型开始，就称为1o型，由B型开始的称为1b，依次有1a，1f。第二类除了主序星外，还有一些黄色和红色的巨星，又分为2o，2b，2a，2f。第三类有很多黄色和红色的巨星，又分为3o，3b，3a，3f。但实际上迄今尚未发现2o，3o，3b，1f和3f类型的疏散星团。

对于距离已知的疏散星团，成员星的绝对星等由视星等和距离算出，颜色-星等图可转换成赫罗图。图10.7是10个著名的疏散星团组合的赫罗图，它们的主序在下部会聚，上部则向右方作不同程度的弯曲，各个星团开始弯曲的点——转向点——的位置不同，在图的右边由巨星和超巨星构成的分支彼此相差也很大。在§10.6中将看到，以图10.7为典型的星团赫罗图是恒星演化理论的重要观测佐证。

除了几个邻近的疏散星团之外，其余的都太远，不能用三角视差或星群视差的方法来定距离，但可以把星团的颜色-星等图与

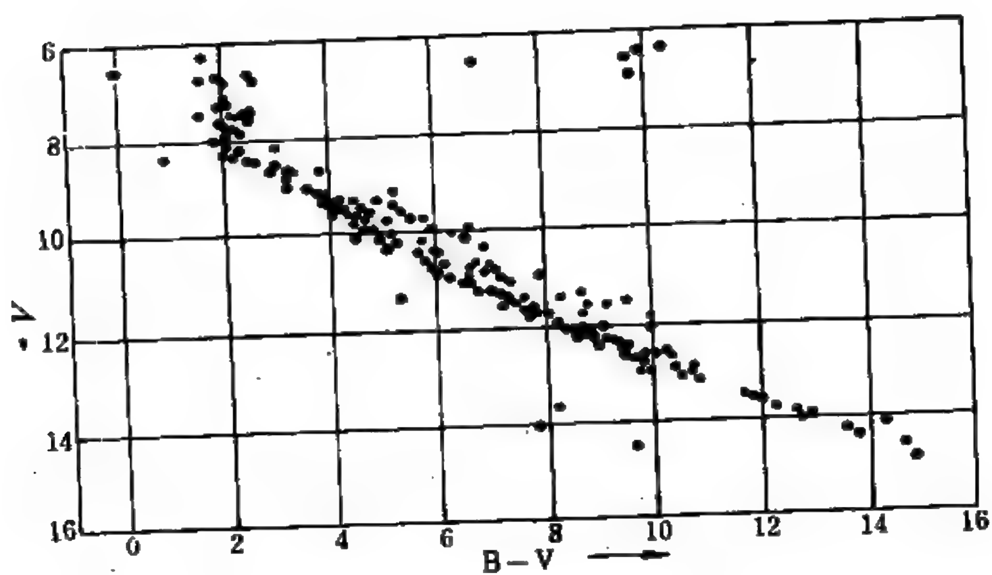


图 10.5 鬼星团的颜色-星等图

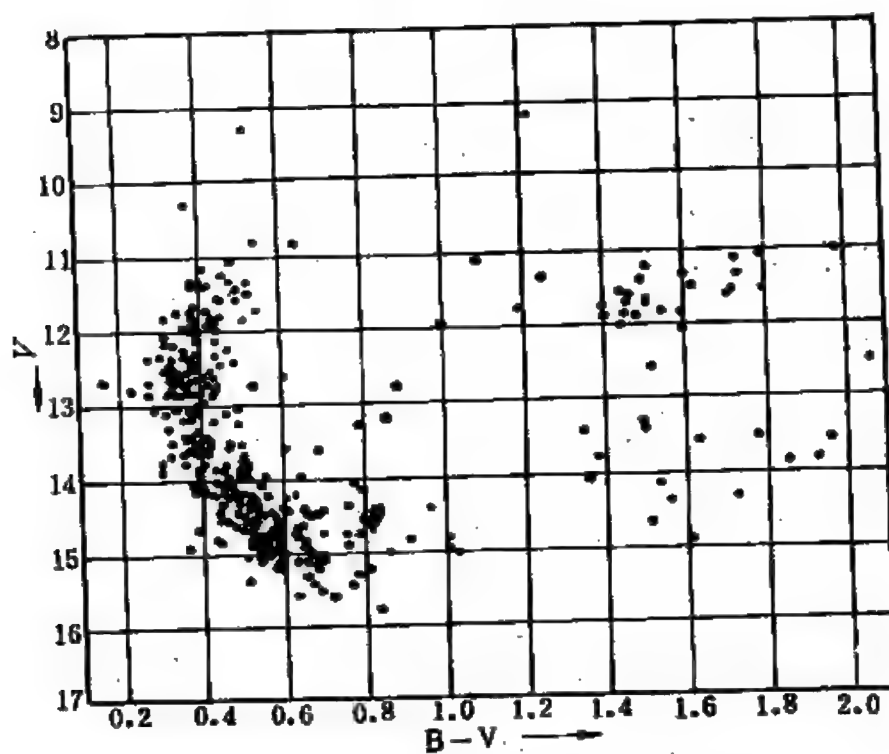


图 10.6 M 11（NGC6705，在盾牌座）的颜色 星等图

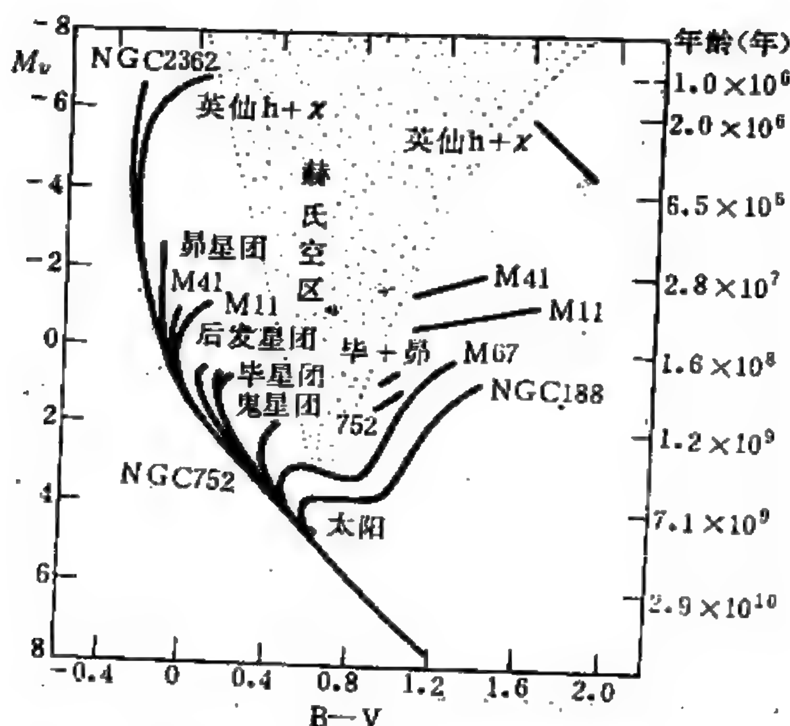


图 10.7 绘在一起的10个疏散星团的赫罗图

距离已知的星团的赫罗图(例如图10.7)叠在一起，使两者的主序拟合，然后比较纵坐标，就可得出距离模数$m-M$，因而求得星团的距离。这是测定疏散星团距离的主要方法。

四、星协

1．OB星协、T星协和R星协　　天文学家早已知道，O型和B型星在天球上的分布不是均匀的，有些天区里这种星比较多，例如在猎户座和英仙双星团周围。1947年，阿姆巴楚米扬提出了星协的概念。他认为，一部分O型和B型星集结在一起不是偶然的现象，而是组成一个具有物理联系的系统，他把这种系统称为星协。星协跟星团不同，在星团里一般可以找到多种不同光谱型的恒星，而星协则主要由光谱型大致相同、物理性质相近的恒星组成。星协比疏散星团更松散，其成员星的空间密度甚至比周围的星场的

密度还小，在星协所在的天区里看不出有恒星的集聚。但如果把O型和B型星从天球上其他光谱型的恒星中分出来，就可看出集聚现象。因此，发现星协不如发现星团那样直接，必须考虑到同类型星的空间分布。

由O型和早B型星为主组成的星协称为OB星协(也称作O星协)。OB星协的直径在30～200秒差距范围内，成员星有十几至几百颗，除了O型和B0～B2型星外，还包含少数光谱型晚些的星。有些OB星协里也有WR星、天鹅P型星、Be星和M型超巨星。在OB星协中，都有一个或几个含有O型星的疏散星团、或四边形聚星、或几颗星排成一线的星链作为核心。

阿姆巴楚米扬还发现并命名了以金牛T型星和御夫RW型星为基本成员的T星协。T星协的直径从几个秒差距到几十秒差距，成员星的数目从十颗到几百颗。

1966年，范登贝尔格(S. Van den Bergh)发表了一个埋藏在反射星云(见§10.3)内的恒星的表，根据这些恒星不均匀的空间分布，他提出了反射星云内的恒星聚集成星协，并称之为R星协。尔后，他和他的同事进一步研究得出，R星协的成员星为B0～A0型主序星，也有A～M型超巨星；直径小至几个秒差距，大到400秒差距。有些R星协与OB星协或T星协重合，有些则不重合。

星协大致呈球状。在银河系中它们向银道面高度集结，并常位于星云附近。已知的OB星协约有50个，T星协25个，R星协约40个。如果星协在银河系内作均匀的扁平分布，则估计目前银河系包含的OB星协数目的数量级为10^3个，T星协为10^5个。

著名的OB星协如：在猎户座里的O-B星群，它的一个核心就是在四边形聚星(猎户θ')周围、位于猎户星云深处的疏散星团；在天鹅座里的O-B星群，包括具有异常大的光度的天鹅P，有五个疏散星团作为核心，还有一些四边形聚星；在仙后座里疏散星团NGC7510附近，亮星形成了两条平行的星链。在猎户星云附近和

在金牛座里的T星协都是著名的T星协。

2．星协的不稳定性　阿姆巴楚米扬列举了一些事实，来论证星协是很年轻的不稳定的恒星系统。首先，OB星协的成员——O型星、早B型星、WR星、天鹅P型星和M型超巨星都是一些年轻的恒星。O型和早B型星的光度很大，不断地发出大量的辐射，质量亏损的速率大，它们的年龄不超过10^7年的数量级。WR星和天鹅P型星还不断地在抛射大量物质，它们不可能长期处于这种不稳定的状态，因此是一些更年轻的恒星。组成OB星协核心的四边形聚星和星链是不稳定的恒星组态，它们应当在数量级不大于10^7年的时间内瓦解，目前它们还存在而且被观测到，证明它们以及包含它们的星协是年轻的系统。作为T星协基本成员的金牛T型星和御夫RW型星常与星云有联系，并且从光变和谱变情况来看，它们是很年轻的。其次，星协内恒星的空间密度比疏散星团小得多，成员星之间的引力很弱，在银河系潮汐力的作用下以及由于成员星各自的随机运动，星协不可能维持10^7年数量级以上

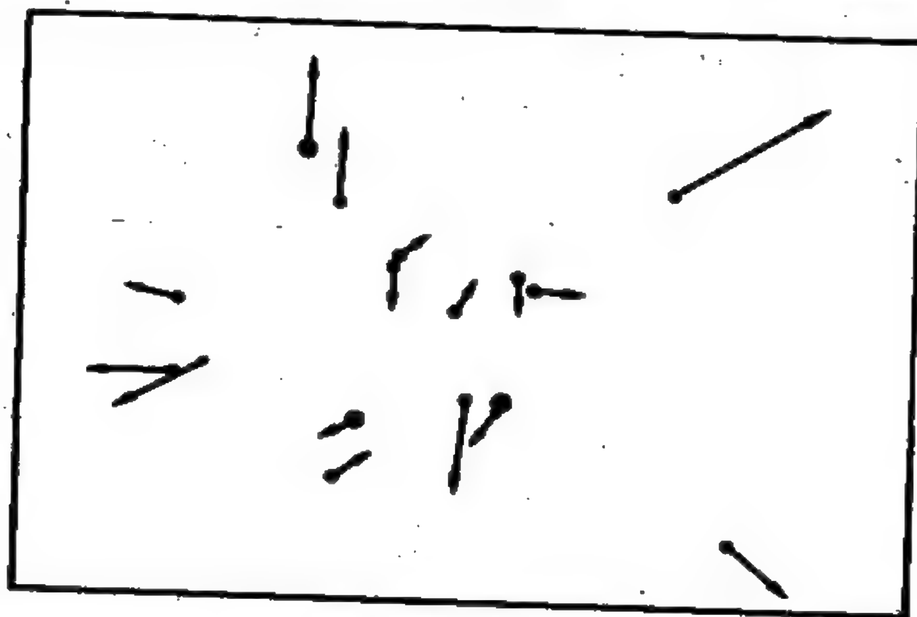


图10.8　英仙ζ星协内恒星的运动，箭头的端点表示50万年后成员星的位置

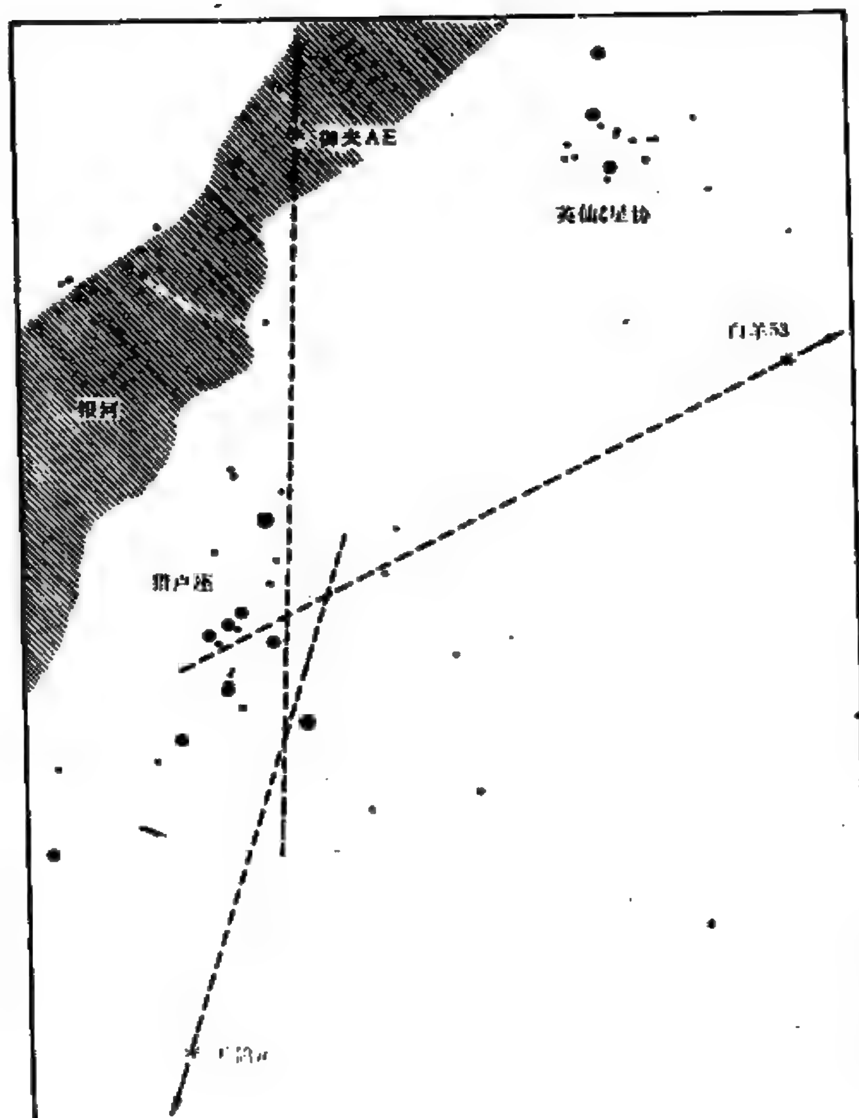


图 10.9 三颗速逃星御夫AE、天鸽μ和白羊53，根据它们在天球上的运动方向，可追溯到来自猎户座中OB星协区域

的时间，最终将瓦解，成员星渗入银河系的普遍星场中。

1952年，荷兰天文学家布劳乌（A. Blaauw）分析了英仙ζ附近的OB星协内十几颗星的自行和视向速度，发现该星协以12千米/秒的速度在扩张（图10.8）。若扩张一直以同样的速度在进行，则算出成员星在130万年前聚于一点。这进一步证实了星协是很年轻的不稳定的恒星系统。后来布劳乌和摩根研究了蝎虎10附近的OB星协，得出扩张速度为8千米/秒，该星协的年龄估计为420万年。前述的天蝎-半人马移动星团也是一个星协，它以0.7千米/秒的速度在缓慢地扩张，估计年龄为7000万年。

星协扩张的最壮观的景象也许当推布劳乌和摩根发现的三颗速逃星：御夫AE、天鸽μ和白羊53，它们以100千米/秒以上的速度背离猎户座中的OB星协区域运动（图10.9）。天文学家认为，它们是在250万年前的一次爆发过程中从该星协抛射出的。

§10.2 球状星团

一、概况

球状星团呈球形或扁球形，与疏散星团相比，它们是紧密的恒星集团。这类星团包含$10^4\sim10^7$数量级的恒星，成员星的平均质量比太阳略小。用望远镜观测，在星团的中央部分恒星非常密集，不能将它们彼此分开。在银河系内已发现了131个球状星团。全天最亮的是半人马ω（NGC 5139，图10.10），整个星团累积的目视星等为3.54^m，在我国北方地区看不到它。北半天球最亮的是武仙座中的M13（NGC6205，图10.11），累积目视星等为5.80^m。此外，如杜鹃47（NGC104）、M 3（NGC5272，在猎犬座）、M 5（NGC5904，在巨蛇座）和M 92（NGC6341，在武仙座）也是较明亮并且经广泛研究的著名的球状星团。



图 10.10 球状星团半人马ω，距离5000秒差距



图 10.11 球状星团M 13，距离6900秒差距

球状星团的直径在5秒差距(如NGC6325)到107秒差距(如NGC2419)的范围内，成员星的平均密度比太阳附近恒星分布的密度约大50倍，中心密度则大1000倍左右。按照成员星向中心密集的程度，球状星团分为12个类型，以罗马数字Ⅰ至Ⅻ表示，数字越大，向中心的密集程度越小。这类星团累积的绝对目视星等在-2.60^m (Pal13) 和-10.27^m (半人马ω)范围内，但光度大于-6^m的占大多数，平均约-7^m；累积光谱型从A5至G5，但大多数介于F8和G5之间。

在球状星团中已发现了2000多颗变星，其中大多数是天琴RR型星，其次是室女W型星。由于天琴RR型星的光度弥散度很小，平均绝对目视星等取为0.6^m(§9.4)，因此对于发现有这类变星的球状星团，便可利用它们来测量距离。至今大约三分之一的球状星团中已证认出有天琴RR型星。对于未发现变星的球状星团，有几种粗略估计距离的方法。沙普利最先注意到，跟太阳附近光度最大的星是蓝白巨星不同，球状星团中最亮的是红巨星，绝对星等约为-3^m。根据星团中最亮的一些星的视星等，已估算了20个左右的球状星团的距离。对于非常暗弱和遥远的球状星团，则从它们的角直径或累积视星等估算距离，但由于球状星团的线直径和累积绝对星等的弥散很大，这样定出的距离是很不精确的。

球状星团在天球上的分布颇为奇特。它们中的极大多数位于以人马座为中心的半个天球上，其中有三分之一就在人马座的天区，而这个天区的面积仅占整个天球面积的2%。天文学家最初正是从这个现象领悟到太阳在银河系内偏离中心相当远，银河系的中心在人马座方向。跟疏散星团不同，球状星团并不向银道面集中，而是呈现出以银河系中心为球心的大致为球形的空间分布。它们离银河系中心的距离极大多数在20千秒差距内，只有十几个分布在更远的地方。这类星团在巨大的椭圆轨道上绕银河系中心旋转，轨道的偏心率平均为0.6，轨道面和银道面的倾角较大。鉴

于球状星团并不集聚在银道面的近旁，被浓密的星际尘埃云遮掩的几率不大，而且它们的光度大，在很远的地方也容易看见，据估计银河系内尚未被发现的这类星团的数目不超过100个，因此其总数比疏散星团少得多。

二、颜色-星等图

球状星团不同于疏散星团的另一个显著特征表现在颜色-星等图上。图10.12是球状星团M 3相应的图，堪为典型。该图的纵坐标是目视星等V，横坐标是色指数$B-V$。在图上，最暗弱的一些恒星构成了一段主序，而对于大多数的疏散星团，主序继续向左上方延伸。对于M 3，主序向右方弯曲的转向点出现在$V=19^m$的位置。由此往上几乎是垂直的一条星序叫做亚巨星支。散布

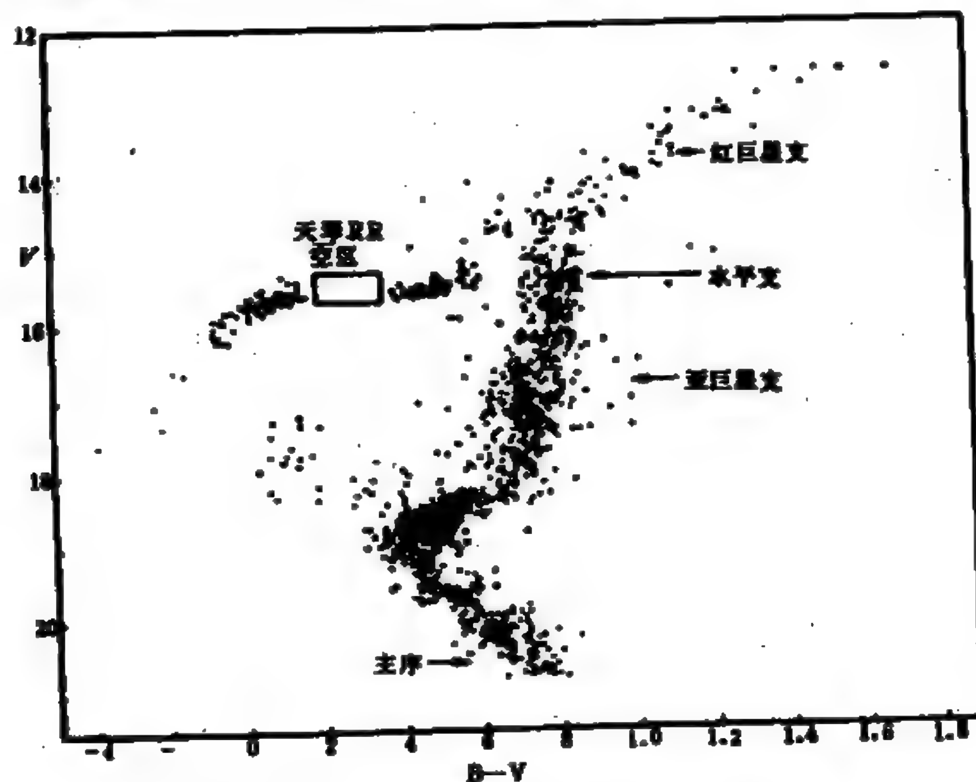


图10.12 球状星团M 3(NGC5272)的颜色-星等图

在右上角的一些恒星是球状星团中最亮的星，呈红色，形成了红巨星支。从亚巨星支和红巨星支的会合处向左有一条水平支，其上的恒星亮度大致相同。水平支的中部有一个空区，在那里如果有星，它们必定是天琴RR型星，故有天琴RR空区之称。这个空区意味着球状星团中的某些恒星在演化过程中所经历的一个不稳定阶段。M 3是已发现天琴RR型星最多的球状星团之一，有将近200颗；有些球状星团中这类变星很少或没有发现。

大多数球状星团有类似于M 3的颜色-星等图，彼此的主要差别在于主序转向点的位置、亚巨星支的宽度和天琴RR空区在水平支上的位置有所不同。测定球状星团的距离除了前述的几种方法外，还可以利用颜色-星等图，将它的主序与疏散星团或太阳邻近恒星的赫罗图上的主序拟合，来确定距离模数。距离测定后，颜色-星等图就可转换成赫罗图。

光谱分析表明，球状星团的成员星都是贫金属恒星，即它们的金属丰度很低，比疏散星团成员星或太阳邻近恒星的金属丰度约小100倍左右。光学和射电波段上的观测没有找到球状星团中存在大量星际气体或尘埃的证据。这些观测事实以及球状星团赫罗图的形状对研究恒星演化提供了重要的线索。球状星团是十分年老的恒星集团，在那里恒星形成的过程早已停止。这个问题将在§10.6中阐述。

三、X 射线辐射

自七十年代以来，随着一系列的X射线卫星上天，探测到有些致密X射线源位于球状星团中。例如，3U1820－30离球状星团NGC6624的中心不到1′。在1975年之前已观测到这个X射线源强度在变化，变化的时标从几分至几天或几个月，但变幅不超过五倍。1975年9月28日ANS卫星[1]在1～30千电子伏能量范围内

[1] 荷兰的天文卫星。

两次探测到来自3 U1820 -30的X射线辐射的迅猛增加，强度在0.5秒内上升20～30倍，然后在八秒内衰减。这种现象不同于以往发现的X射线源的强度变化，称为X射线暴（图10.13）。后来，其

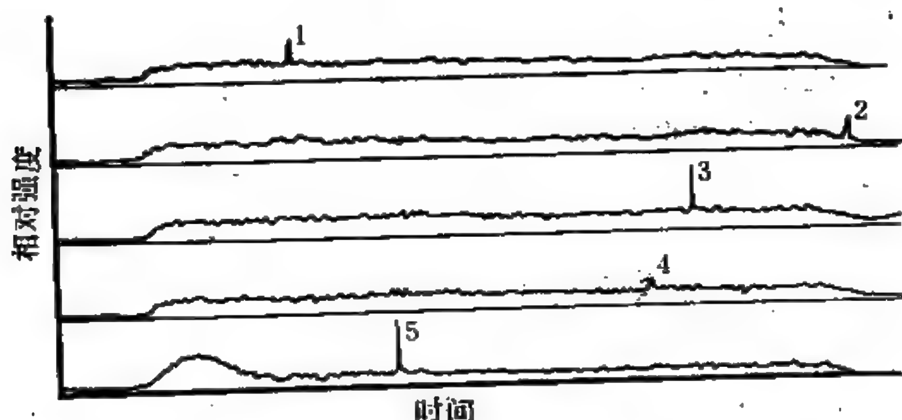


图 10.13 来自球状星团NGC6624的X射线暴（以数字1至5标出）

他几颗X射线卫星以及“爱因斯坦X射线天文台”陆续发现了30多个X射线暴源。

已知的X射线暴源并不都出现在球状星团中。它们在空间的分布明显地向银河系中心集聚。强度猛增时，上升的时间一般在1～10秒之间，强度衰减的时间从几秒至几分。爆发之间的时间间隔从几分至几天，有的有规则，有的无规则。

到1982年止，在银河系内发现有X射线源的球状星团共计18个。其中，有的包含一个源，有的则包含几个源。有些源中观测到X射线暴，另一些则没有。由于在致密X射线源中球状星团内的X射线源是距离和光度能可靠地测定的唯一的一类，而且它们的年龄可根据所在的球状星团的年龄大致作出估计，因而对它们的观测和研究很受重视。

球状星团内的X射线源都靠近星团的中心，它们的光学对应天体不可能证认。这些源的X射线辐射的光度或者大于 10^{29} 瓦，或者小于$10^{27.5}$ 瓦，中间的数值是不存在的。显然，这个现象使

人想到密近双星模型，其中一个子星是致密星。光度大的源属于物质吸积到中子星或黑洞的情形；光度小的源则与物质吸积到白矮星对应。吸积到中子星表面的物质由于受到随后落入的物质的压缩，表面层中的温度升高。如果吸积率很大，温度足够高，则在中子星的表面层中会发生氦燃烧。这个过程是不稳定的，表面层将失去控制而脱离，并迅速释放出能量。这是目前认为对X射线暴的一种较合理的解释。

§10.3 星　云

十八世纪后期，威廉·赫歇耳等天文学家在天空中发现了许多云雾状斑点的天体，他们称之为星云。十九世纪和二十世纪的天文学家利用大望远镜和照相方法，又观测到许许多多的星云，并且发现其中绝大多数位于银河系之外，是跟银河系类似的庞大的恒星系统。仅一小部分星云位于银河系内，它们是由气体和尘埃组成的云。因此，在威廉·赫歇耳的时代，天文学家所认识的星云实际上混杂着两类性质截然不同的天体，银河系以外的星云现在称为河外星系或星系；银河系以内的星云称为银河星云。本节讲述的星云是指后者。

按照形状、大小和物理性质，银河星云可分为行星状星云、发射星云、反射星云和暗星云。超新星遗迹也可归入银河星云，但这部分内容已在§9.6中讲授，这里不再重复。发射星云和反射星云一起称为亮星云，因为它们是明亮的，而亮星云和暗星云又统称为弥漫星云，因为它们的形状不规则，并且往往没有明确的边界。

一、行星状星云

1．形状和大小　十八世纪九十年代，威廉·赫歇耳观测到有些星云呈圆形或扁圆形，跟大行星很相象（彩照10），他称之为行星状星云。实际上，在今天看来，这个名称是不甚妥当的，因为在已发现的大约1500个行星状星云中，只有很少数形如大行星，而有一半以上形如恒星，它们是通过光谱中的特征才证认为行星状星云。

在许多行星状星云的中央可以观测到一颗高温恒星，称为行星状星云的中央星或核星。但也有许多行星状星云或者由于很小，物质稠密，中央星被星云覆盖；或者由于很大，中央星又太暗弱，在众多的背景和前景恒星中不能辨认，因而没有证认出中央星，但根据下面将讨论的行星状星云发光的性质推测，高温的中央星是必定存在的。中央星的光谱主要有四种类型：WR型、Of型、O型和连续谱型。在最后一种类型的光谱中，既无吸收线，也无发射线。有的行星状星云，如NGC1514、NGC2346和NGC3132，原先证认的中央星具有A型和K型之间的光谱，但后来发现它们是双星，伴星是高温恒星。中央星的光度相当弥散，在$10^{-1}\sim10^{2}$ $L_{\odot}$范围内。

行星状星云的角直径，有几个达到半度以上，一般不超过几十角秒。它们的表面亮度很低，例如最亮之一的环状星云NGC 6720，每平方角秒面积的平均亮度仅为16^{m}。这类星云中只有宝瓶座中的螺旋星云NGC7293离太阳近，其中央星的三角视差可以测出，数值为$0.04''\pm0.008''$，对应于距离21～31秒差距，其余的都在几百秒差距以外，是用几种不很精确的方法估算的。行星状星云线直径一般不超过10^{-1}秒差距的数量级，质量大致为$0.2\sim0.6M_{\odot}$，星云内电子的数密度一般为$10^{8}\sim10^{10}$/米^{3}（原子的数密度也应该大致相同）。它们向银道面和银河系中心集聚，估计在银河系内的总数达$10^{4}\sim10^{5}$个。

2．光谱　行星状星云由气体和尘埃构成。它们的光谱包括

连续谱和发射线两种成分。连续谱由不同的过程产生，在射电、红外和光学的蓝紫区，分别由电子的自由-自由发射、受中央星加热的尘埃颗粒的热辐射以及氢和氦离子的复合过程产生。发射线大多是氢、氦、氮、氧的原子和离子的谱线(图10.14)，其中氢原子

图 10.14 行星状星云光谱中的发射线

的巴耳末线系是很显著的，但最强的两条发射线是所谓N_1(500.7纳米)和N_2(495.9纳米)线，在紫外区波长为372.6纳米和372.9纳米的一对发射线也相当明亮。在长时期内，这些发射线未能在地上实验室中找到。起初以为N_1和N_2线是由一种未知的元素产生的，并把该元素取名为"氙"，以示是在星云内首先发现的。1927年，鲍恩(I. S. Bowen)把N_1和N_2线证认为二次电离氧原子所生的禁线，又把紫外区的那对发射线证认为一次电离氧原子所生的禁线。为了表示某条发射线是禁线，通常约定，将产生该线的元素和原子电离次数的符号放入方括号中。例如，上述的N_1和N_2线表示为[OⅢ]500.7和495.9。

在用有缝摄谱仪拍摄行星状星云的光谱时，如果把狭缝沿着行星状星云的直径放置，所得的发射线呈现透镜状的轮廓(图10.15)，两端窄，中间宽，有时谱线的中间部分分裂成两条。谱

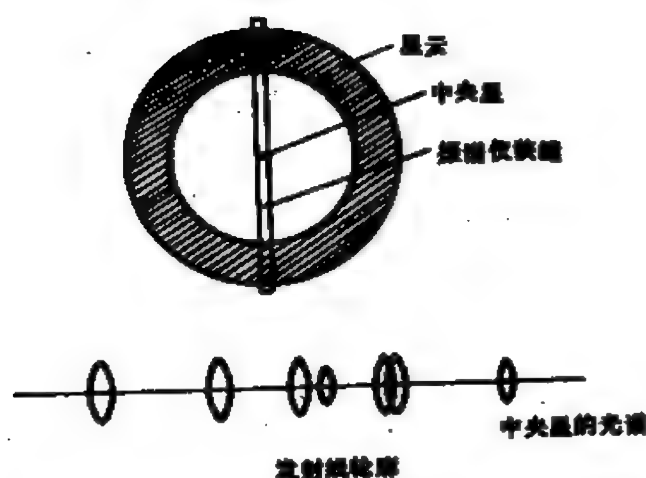


图 10.15 摄谱仪狭缝沿行星状星云的直径放置，得到透镜状的发射线轮廓

线的这种轮廓表明行星状星云在膨胀。对于谱线的中间部分，蓝移是由星云接近观测者的部分形成的，红移是由远离观测者的部分形成的；对于谱线的两端，由于对应的星云部分沿着或者近于沿着跟视线垂直的方向膨胀，不产生或产生很小的多普勒位移，因此这部分很窄。按照这个解释，由谱线中间部分的最大宽度所算出的速度应当等于星云膨胀速度的两倍。这样得出的膨胀速度的典型值为20千米/秒。如果取行星状星云的线直径为0.5秒差距，则构成星云的物质应在12000年以前从中央星抛出。

表明行星状星云正在远离中央星膨胀的另一个证据，是通过比较相隔几十年拍摄的照片，发现有些行星状星云的角直径在缓慢增加。这类星云具有多种形状，大概主要取决于气壳最初从中央星抛出的方式，中央星的自转速度、辐射压力和磁场也可能起重要作用。

在银河系中，通过行星状星云进入星际空间的物质估计为$5M_{\odot}$/年，在各类恒星抛出的物质总量（约$30M_{\odot}$/年）之中占第二位。(占第一位的是长周期变星，每年贡献给星际空间的物质约为$20M_{\odot}$。)

3．发射线产生的机制　行星状星云光谱中的发射线可分成容许的和禁戒的两类，它们产生的机制是不同的。显然，发射线必定形成于原子从高能态向低能态跃迁的过程中。然而，原子在不同能态之间的跃迁几率并不相同，有些能态之间的跃迁几率大，有些则小到微不足道。前者叫做容许跃迁，对应的谱线在地上实验室内能观测到；后者称为禁戒跃迁，对应的谱线在地上实验室内没有发现。

原子首先必须从基态激发到较高的能态，然后才能向低能态跃迁。考虑只有三个能态的最简单的情况，其中能态 1 最低，2 其次，3 最高，它们之间的跃迁都是容许的。在从 1 开始的各种跃迁中，原子吸收的光子和发射的光子能量不相同的跃迁过程有两种：1→3→2→1 和 1→2→3→1（图10.16），它们叫做罗斯兰循环。在前一循环中，原子吸收了一个高频光子，发射出两个低频光子。这种将高频光子转换成低频光子的过程称为荧光过程。在后一循环中，原子吸收了两个低频光子，发射出一个高频光子。通常在恒星光球内的条件下，这两个循环是达到平衡的。然而在行星状星云中，来自中央星的辐射十分稀薄，光子的数密度比光球内减小了十几个数量级，原子吸收两个光子从能态 1 经

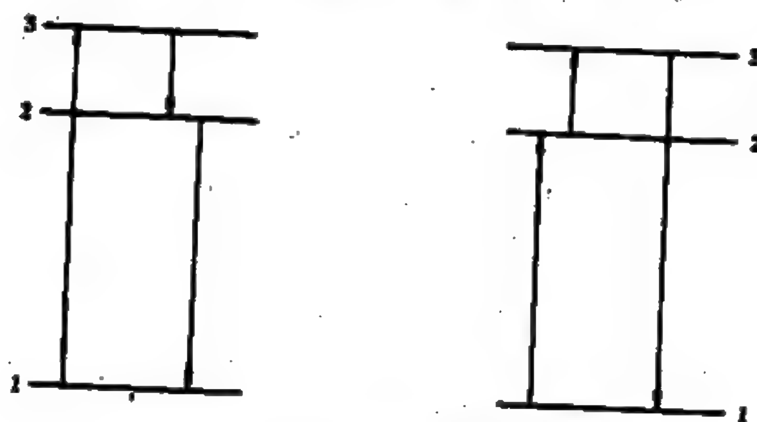


图 10.16　三个能态间的罗斯兰循环

2跃迁到3的几率远小于只吸收一个光子直接从1跃迁到3的几率。1929年，罗斯兰（S. Rosseland）证明了：在星云内循环1→3→2→1的几率与1→2→3→1的几率之比等于中央星光球内辐射能密度与星云内辐射能密度之比，即前一循环比后一循环发生的次数多十几个数量级。这个结论可推广到有众多能态的原子。于是，在辐射场十分稀薄的星云内，高频光子转换为低频光子的荧光过程比相反的过程占有绝对优势。

行星状星云的光谱中有许多电离原子的发射线，表明星云内很多原子被电离了。从不同谱线确定的行星状星云的温度数量级为10^3～10^4开。中央星典型的表面温度为50000开，辐射能量主要分布在远紫外区。星云内的原子吸收了中央星发射的高频光子而电离，自由电子跟离子通过自由-束缚跃迁复合到某一个束缚能态，然后经一次或一连串的束缚-束缚跃迁——叫做级联跃迁，到达基态。这个过程称为复合荧光过程，在此过程中星云将来自中央星的看不见的高频远紫外辐射转换为低频的可见光区的辐射，其中的复合过程产生了可见区的连续谱，而束缚-束缚跃迁产生了光谱中的发射线。这就是行星状星云在可见区的发光机制以及发射线的产生机制。由于中央星在远紫外区的辐射比可见区强得多，在照片上中央星往往比行星状星云暗几个星等。

对于禁戒跃迁，跃迁几率并不等于零，只是与容许跃迁相比小得多而已。如果在对应于禁戒跃迁的高能态上集结了大量原子，则发生禁戒跃迁的原子有可能达到可观的数目，从而产生禁线。但这样的高能态只能是所谓的亚稳态，在该能态上的原子向低能态和基态的跃迁都是禁戒的。原子停留在通常能态上的时间只有10^{-8}～10^{-7}秒，而留在亚稳态上的时间可长达10^{-2}～10^4秒。如果原子停留在亚稳态上的时间内不被激发到更高的能态，就可以在那里大量集结。在行星状星云内辐射场十分稀薄、自由电子数密度小于10^{10}/米^{3}的条件下，这种情况就会出现。

亚稳态位于基态之上2～5电子伏，在星云内10000～20000开的温度下，自由电子通过碰撞可以将原子或离子激发到亚稳态，而很少可能激发到能量一般在10～30电子伏范围内的亚稳态以上的能态。原子或离子处于亚稳态后，由于星云内辐射能密度和自由电子数密度都十分低，通过光致或碰撞激发离开亚稳态的几率很小，于是只有通过禁戒跃迁向低能态过渡。这样便产生了禁线。

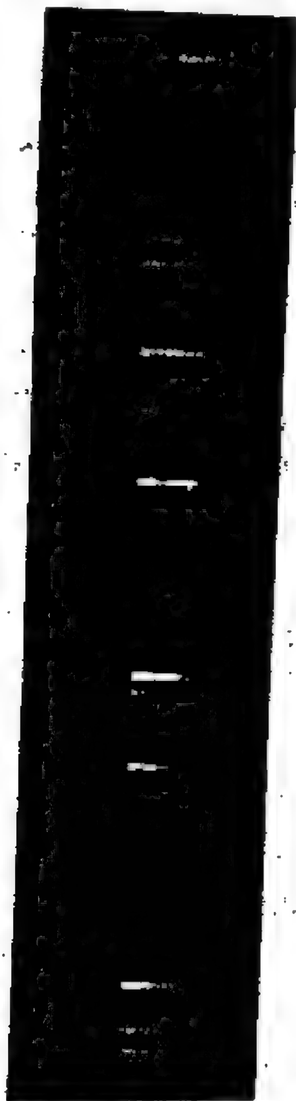


图10.17　猎户星云的发射线光谱，波长以纳米为单位

在行星状星云、发射星云、新星抛出的气壳的星云谱阶段以及日冕中观测到禁线，它们主要是O II、O III、N I、N II、N III、S II、Ne III和Fe V的谱线，其高能态都是亚稳态。在地球上和通常恒星光球中的条件下，由于到达亚稳态的原子很快被激发到更高的能态，然后通过容许跃迁过渡到基态或低能态，禁线是不可能出现的。

二、发射星云

1．概况　　发射星云是指光谱中在很弱的连续背景上有许多发射线的亮星云，最早由英国天文学家哈根斯(W.Huggins)于十九世纪六十年代开始研究。这类星云的光谱与行星状星云的光谱相似，主要有氢、氦、氧、硫、氖和铁的原子和离子产生的发射线，其中有些是禁线(图10.17)。在发射星云内或近旁总有一颗或一群高温恒星(图10.18)，光谱型属于O、B0或B1。在这些星的紫外辐射作用下，星



图 10.18 麒麟座中的玫瑰星云（NGC2244）是一个巨大的电离氢云，质量 11000 $M_\odot$，直径16秒差距，距离1400秒差距。在星云中央的空洞内有一个由O型和B型星组成的星团（NGC2243）

云中的气体被激发而发光，其发光机制跟行星状星云相同。

发射星云由气体和尘埃组成，前者估计占总质量的99%，后者只有1%。构成气体的化学元素的相对丰度对不同的星云略有差别，平均而言，每10000个氢原子，有1200个氦原子，1～2个氮原子，1～2个碳原子，3～4个氧原子，1个氖原子，1个

硫原子以及数目更少的诸如氯、铁等更重的原子。

许多发射星云十分暗弱，为了搜寻它们，使用普通照相底片经长时间曝光是行不通的，因为在获得星云的像之前，具有一定亮度的夜天背景已使照相底片变黑。由于夜天背景的光主要来自遥远的暗星在所有波长上的累积辐射，而发射星云辐射的能量几乎全集中在某些发射线内，因此可以选用适当的窄波段滤光器，将前者的大部分光滤掉，让后者相当多的辐射通过，便能摄取十分暗弱的发射星云的照片。天文学家常使用让氢原子的H_α发射线透过的窄波段滤光器并配以对红光敏化的照相底片来进行这项工作。至今，在这方面北半球的天文台做得较多。除了银河最南部的四分之一天区以外，已发现了1200个发射星云，它们聚集在银道面附近，但分布并不均匀，与高温恒星类似有成群的倾向。

2．猎户星云　猎户座是亮星最多、最壮观的一个星座，猎户δ，ϵ，ζ三星连成一线，构成了猎户的腰带，往南是他的佩剑，在佩剑区的中间肉眼看来有一个亮度为4^m的斑点，它就是猎户星云所在的位置（图10.19）。猎户星云又名M42或NGC 1976（彩照11），是典型的发射星云，距离460秒差距，直径约5秒差距。该星云的最亮部分十分靠近四边形聚星猎户θ^1周围的一小群O型和B



图 10.19　猎户星云在猎户座中的位置

型星，其中最亮的星属于 O6 型。星云中的氢原子被这些高温恒星的紫外辐射电离，然后在复合荧光过程中发出红色的光辉。

猎户星云的质量估计为$10^2 M_\odot$的数量级，它最亮部分原子的数密度达10^{10}/米^3（与地面上空气分子的数密度10^{25}/米^{3}相比是十分稀薄的），温度约8000开。用射电天文方法探测到该星云及其周围区域的射电辐射，表明它仅是一个巨大的星云中被高温恒星照亮的一小部分。这个大星云伸展到猎户座中很大的天区，估计直径为10^2秒差距的数量级，质量为$5\times10^4\sim1\times10^5 M_\odot$。在明亮的猎户星云的后面还发现了分子云和红外源，有关它们的情况将在下两节中叙述。

三、反射星云

自从哈根斯开创了发射星云的光谱研究以后，在半个世纪中，天文学家以为所有的亮星云都应呈现类似于猎户星云的发射线光谱。1912年美国天文学家斯里弗(V.M.Slipher)宣布，跟昴星团在一起的星云(见图10.1)具有吸收线光谱，而且与该星团中最亮星的光谱十分相似。另外一些亮星云也有同样的特征。显然，这类亮星云的发光机制跟发射星云不同，它们仅是简单地反射和散射近旁的照亮星的光而变得明亮可见的，故名反射星云。

观测表明，反射星云的照亮星的光谱型都晚于B1型，而致使发射星云发光的恒星都早于B1型，B1型照亮星似乎是两类亮星云的分界。事实上有些照亮星为B1型的亮星云，例如天鹅座中的北美洲星云(NGC7000)，具有过渡型光谱，即同时存在发射线光谱和吸收线光谱。也观测到一些混合型的亮星云，即在同一个星云里，一部分表现为发射星云，另一部分表现为反射星云。由此可见，发射星云和反射星云并没有本质的区别，它们之间不同的光谱特征是由照亮星的类型决定的。对于反射星云，照亮星的温度较低，缺乏强烈的紫外辐射，以致不能有效地激发星云中的原子，

因而在光谱中不出现发射线。

从反射星云表面亮度的观测，发现它们的反照率很高。由此推论，星云中产生反射的粒子很可能是冰状小颗粒，由氢、碳、氮、氧等较轻元素的简单分子化合物组成。关于这种颗粒的大小，根据反射星云的颜色比照亮星稍蓝的观测资料，得出它们的平均半径应为1/4微米。

四、暗星云

概况　如前所述，亮星云之所以明亮是全仗近旁恒星的……可以推知，如果气体尘埃星云附近没有恒星，则星云将是……即为暗星云。

……暗星云，它既不发光，也没有光供它反射，但可以吸收……自它后面的远方恒星的光，使星光减弱，甚至将后面的……遮住，于是在银河星场的衬托下被发现。沿着银河可以……没有星或相对于周围星场星很少的黑暗区域，人们曾一

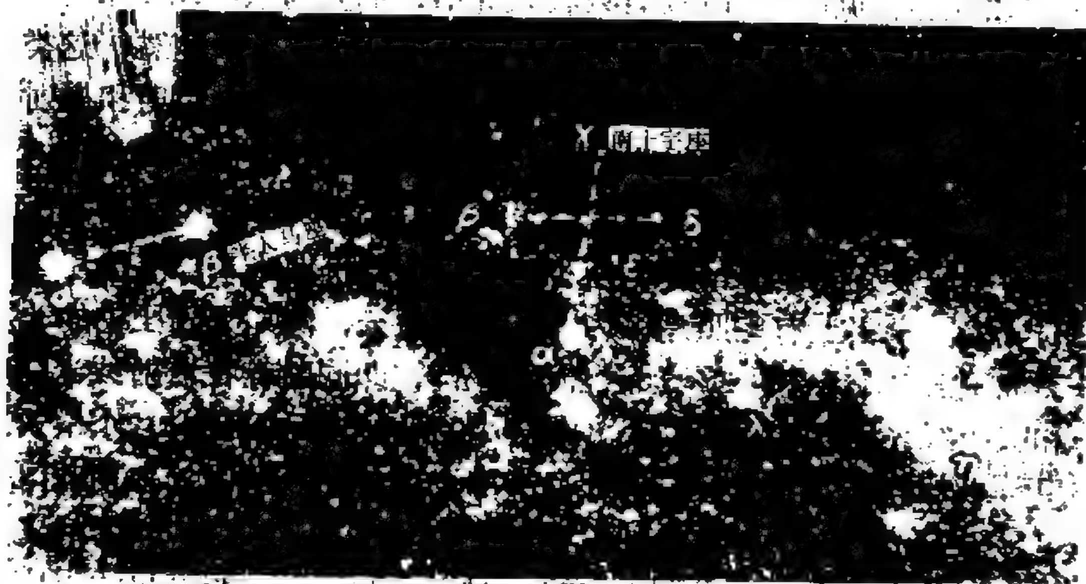


图 10.20　暗星云——南十字座中的"煤袋"，质量为$11M_{\odot}$

度认为那是一无所有的空洞，实际上它们就是暗星云。图10.20是银河在南十字座中的一段，中央的黑暗区域是一个号称“煤袋”的暗星云。介于太阳与亮星云之间的暗星云，如果位于到亮星云的视线方向，则由于暗星云的遮挡，在亮星云的照片上出现了一些暗的“空洞”或“裂缝”，从而也能察觉到暗星云的存在。作为一个例子，图10.21给出了三叶星云（M20或NGC6514）的照片，将三片“叶子”分开的“裂缝”实际上是位于该星云与太阳之间的暗星云。

有些暗星云与亮星云在一起。位于猎户η南面的维妙维肖的

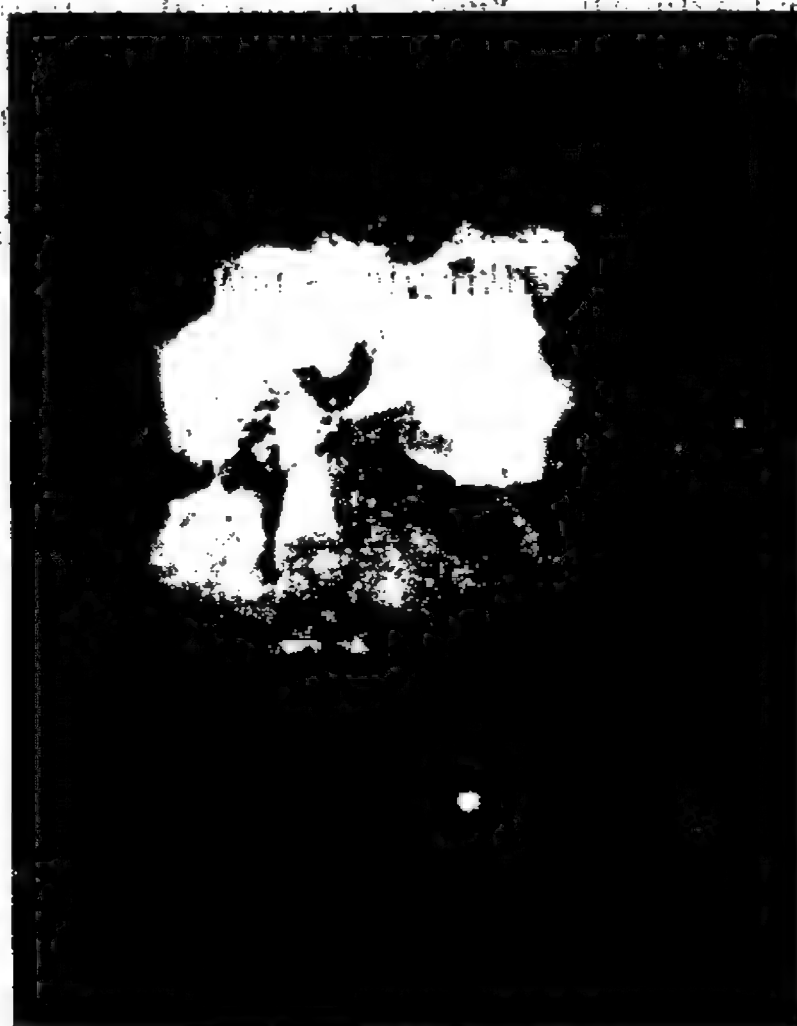


图 10.21　人马座中的三叶星云

马头星云(图10.22)是著名的例子，它是一个很大的暗星云的一部分，“马头”四周的光芒是从亮星云发出的。计数照片中“马头”上下两块同样面积的区域内的恒星，星数相差达10倍以上，这清楚地显示了暗星云减弱星光的能力。由于紫外光和X射线不能穿入，暗星云中央得不到加热，在那里温度大约只有10开。

暗星云和亮星云之间并没有本质的差别，故同归入弥漫星云。对于一个半径约为4秒差距的典型的大弥漫星云，根据暗星云使星光平均减弱的程度以及星际尘埃对光的吸收和散射的性质，估计所含尘埃的质量为$20M_\odot$，而一般认为星云内气体的质量比尘埃大100～150倍。

2. 球状体　在有些亮星云的明亮背景上可以看到一些很小的圆形暗斑(图10.23)，年复一年，总是在同样的位置上。它们是很小的暗星云，由于呈球形，称为球状体。球状体的直径约为$10^3\sim10^5$天文单位，质量估计为$10^{-1}\sim10^2M_\odot$。由于它们在天球



图10.22　(a)猎户座中的马头星云；(b)马头星云及其周围的亮星云和暗星云的全景

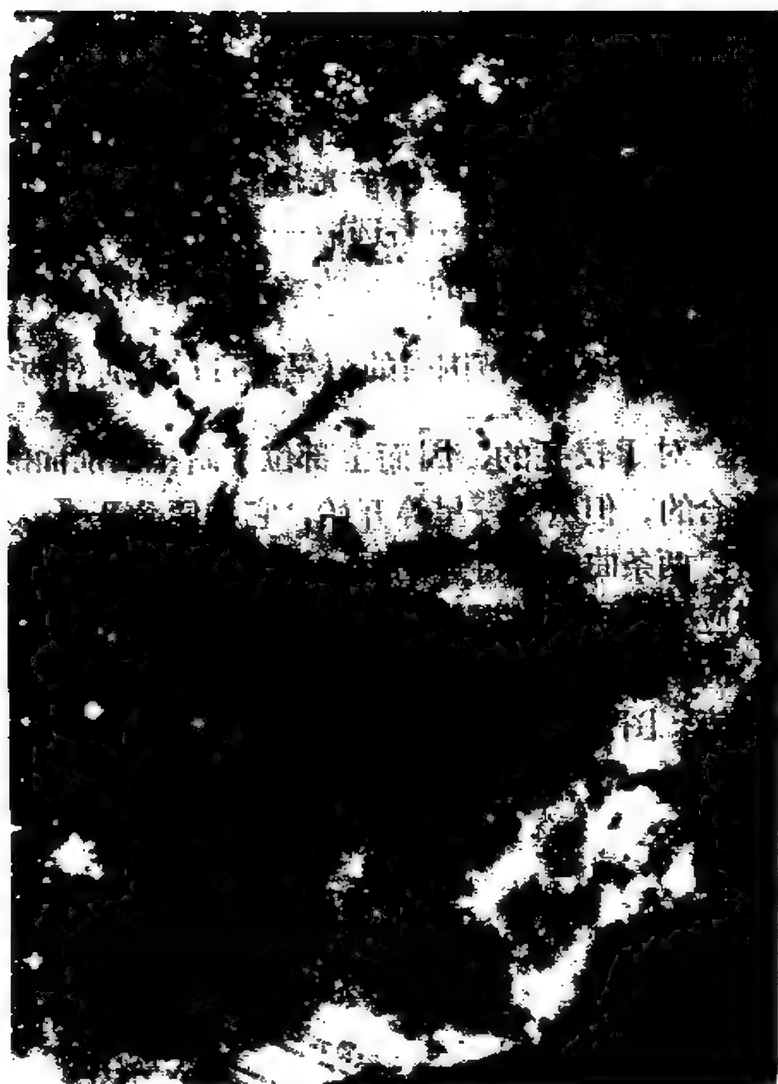


图 10.23　玫瑰星云（图10.18的部分放大）中的球状体

上占的面积太小，在以繁星为背景的天区中衬托不出来，因此无法判断它们是否总是与亮星云在一起。根据有些亮星云的背景上没有球状体的观测事实，天文学家倾向于认为，球状体不是均匀地存在于星际空间，而是出现在一些亮星云的边缘，在那里气体和尘埃受到膨胀气体的压力，大概还受到星云中央的高温恒星的

辐射压力，蜷缩成球状小星云。它们可能是正在收缩并将形成恒星的天体。

3．消光和距离的测定　物质使光减弱的作用叫做消光，其中包括吸收和散射两种作用。运用一种计数恒星的方法可以巧妙地但也只能粗略地得出暗星云的消光和距离的数据。在暗星云所在的天区以及它近旁的星场中各选取一个面积相等的区域，分别统计两个区域内各种视星等的恒星的数目。若以$A(m)$表示视星等在$m-\frac{1}{2}$与$m+\frac{1}{2}$范围内的恒星数目，分别对两个区域作$A(m)$-m图。对于较亮的、因而全部位于暗星云前面的恒星，两条曲线是重合的，但从某一星等开始，它们便分开了，星等大于某一数值后，两条曲线保持等间距。不难理解，从两条曲线开始分开处所对应的视星等数据并结合恒星的光谱资料可以估计暗星云的距离，而两条曲线在纵坐标方向等间距的视星等之差就是暗星云的消光值。图10.24是这种方法的一个示意图，在这个图例

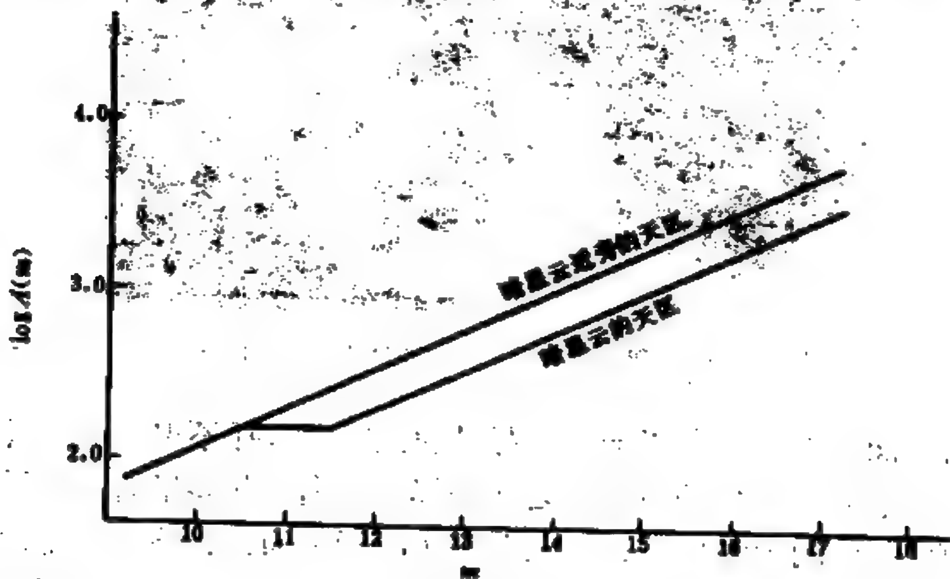


图 10.24　测定暗星云的消光和距离的恒星计数法图例

中，暗星云的消光是从$m = 10.5$开始，消光值为一个星等。然而，由于统计中混杂了不同类型的恒星，它们的绝对星等弥散很大，因而估算的暗星云距离不可能很精确。

上述的方法已应用于一些暗星云。例如南十字座中的"煤袋"，测得的距离为170秒差距，离太阳是相当近的。它的消光值平均略大于一个星等，但在该暗星云的稠密部分达三个星等。

§10.4 星际物质

在银河系内的星际空间中，除了前述的各种星云以外，还有物质存在吗？对这个问题肯定的回答是特朗普勒于1930年作出的。当时他正在研究疏散星团的距离和大小，但他得到了一个奇怪的结果：疏散星团离太阳越远，直径就越大！正是这个奇怪的结果最终揭示了星际空间中存在着物质。因为星际物质的消光作用虽然对星团的角大小没有影响，但歪曲了恒星的视星等，星团似乎更远了，从而夸大了星团的距离和线大小。显然，星团越远，星光被减弱得越多，星团的线大小被夸大越甚。

星际物质又称星际介质，是指星际空间中存在的各种物质，有种类繁多的原子、分子和尘埃等。当然，星云也属于星际物质的范畴，其实它们也是由这些物质组成的，不过是密度较大的团块而已。

一、星际原子

1．星际吸收线　1904年，德国天文学家哈特曼（J. Hartmann）注意到猎户δ的光谱中有不寻常的Ca Ⅱ的K线。该星的光谱属B0型，照例在早型星光谱中K线是不出现的。该星又是分光双星，其他谱线都有周期性的位移，唯独K线的波长没有变化。

1919年，又有人在一些早型分光双星的光谱中发现了没有位移的Na I 的D线。当时，对K线和D线的来源曾提出过产生于星际气体以及恒星近旁的气体中这两种对立的解释。后来经过理论研究，否定了后一种解释，到1930年才普遍承认存在星际吸收线（图10.25）。星际吸收线一般比恒星的谱线锐，这是因为在星际气体的低温和低密度条件下，使谱线致宽的一些因素，如原子的热运动以及跟其他粒子的碰撞，不起重要作用。



图 10.25　在三颗恒星光谱中出现的星际吸收线：Ca II 的H和K线以及电离分子CH^+的谱线，下部是比较光谱

地面上的天文台已观测到钙、钠、钾、铁、钛等元素的中性和电离原子产生的星际吸收线，还证认出由碳、氮和氢的一些简单的分子化合物所产生的星际吸收线和吸收带。氢是组成恒星的最丰富的元素，应当期望在星际物质中氢也是最多的。从激发态开始向更高能态跃迁的氢原子虽然可以在光谱的可见区产生吸收线，可是在辐射能密度和物质密度都十分稀薄的星际空间内，处于激发态上的原子数极少，不会有观测效应。绝大多数氢原子处于基态，所产生的吸收线应属赖曼线系，位于光谱的远紫外区，不能透过地球大气层，所以在地面上观测不到星际氢原子的吸收线。

1972年美国发射了OAO-3（“轨道天文台3号”）卫星，又名“哥白尼”卫星，它所携带的设备中有一台望远镜分光仪，用于恒星紫外光谱的高色散研究，并以观测星际吸收线为主要目标。“哥白尼”卫星以及早几年的火箭飞行探测到许多新的星际吸收线，它们是

氢、碳、氮、氧、镁、硅、磷、硫、氯、氩、锰的中性和电离原子的谱线以及氢分子H_2的吸收线。此外，“哥白尼”卫星发现了氘代氢（HD）分子的谱线。资料分析表明，星际空间中氘(即重氢，符号D)相当丰富，氘与氢的原子数之比为1∶200，比地球上和太阳大气内相应的比率大得多。

在许多恒星高色散的光谱中，星际吸收线是多重的，即同一条谱线出现几条子线，最多的可达七条。这个观测事实表明，星际原子并不是均匀分布的，常集聚成云，星际云相对于地球具有不同的视向速度，当星光穿过它们时，形成了位移不等的子线。子线的数目反映了星光穿过的星际云的数目。平均而言，在银道面附近1000秒差距范围内，视线会遇上七、八个星际云，每个云的直径为10～15秒差距，质量约为太阳质量的几百倍。

2．HⅠ区和HⅡ区　在星际空间中，氢原子大部分处于中性状态的区域称为HⅠ区，氢原子大部分已电离的区域叫做HⅡ区。

早在“哥白尼”卫星上天之前，射电天文学家已经在观测星际中性氢原子了，他们是根据荷兰天文学家范德胡斯特(H.C.Van de Hulst)于1944年提出的建议，用工作波长为21厘米的射电望远镜从事这项工作的。21厘米是处在基态的氢原子所能发出的辐射的

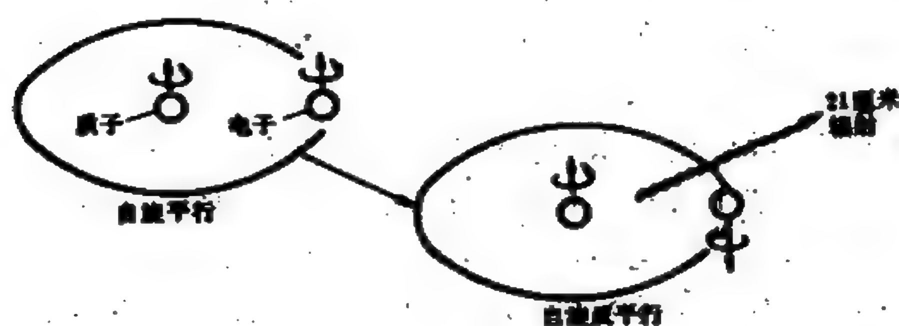


图 10.26　氢原子产生21厘米射电辐射的示意图

波长。原来，构成氢原子的一个质子和一个电子都存自旋，自旋的方向只能取相互平行或反平行两种组态(图10.28)，前者比后者拥有略高一点的能量，而原子都有处于较低能态的倾向，自旋方向平行的组态最终要自发跃迁到反平行的组态，在此过程中氢原子发射了波长21.11厘米(频率1420.4兆赫)的辐射，它位于电磁频谱的射电区域。

然而，氢原子中的质子和电子是如何从能量最低的自旋反平行组态变成能量略高的平行组态的呢？这是通过氢原子跟电子和其他原子的碰撞实现的。在星际空间中，一个氢原子跟其他粒子碰撞每隔几百万年才发生一次，但当它一旦获得了自旋平行的组态，大约要经过一千万年才会自发地跃迁到能量最低的状态。因此，一个氢原子在辐射21厘米波之前受到了若干次碰撞，有的碰撞可能使它再次失去自旋平行组态。最终的结果是建立起一种平衡，自旋平行组态的氢原子的数目是反平行组态的三倍。虽然对于每一个氢原子而言，平均在一千万年中才发生一次21厘米的辐射，是十分稀有的事件，但是，由于在星际空间中存在大量的氢原子，范德胡斯特预期在任一时刻21厘米辐射是足够强的，能用射电望远镜探测到。1951年，射电天文学家成功地接收到了来自银河一些天区的21厘米辐射。

分析21厘米辐射的观测资料，表明大多数星际中性氢原子聚集在银道面附近。在HI区内，气体的温度平均为60开，密度的数量级为10^5个原子/米^3。

研究星际电离氢原子也有光学和射电两种方法。前者就是分析诸如行星状星云和发射星云光谱中的氢发射线，后者是观测电离氢原子(即质子)与自由电子相互作用过程中产生的射电辐射。当自由电子在质子近旁经过时，因自由-自由跃迁在厘米和分米波段产生连续辐射；当自由电子被质子俘获时，常复合到中性氢原子一个很高的能态，然后经级联跃迁下降到越来越低的能态，直

至基态。许多级联跃迁中的第一个跃迁，譬如主量子数n从158到157或从110到109，所产生的发射线落在射电波段内，用射电望远镜可以探测到。观测星际电离氢原子射电方法往往比光学方法更重要，尤其是对于离太阳很远的银河区域，由于星际物质的消光作用，可见光完全被挡住，只有射电辐射能传来信息。

HⅡ区通常出现在O型、B型星或由它们组成的星团的周围，因为只有高温恒星才发射大量的紫外光，能使其附近的星际氢原子电离。行星状星云和发射星云都是HⅡ区。丹麦天文学家斯特龙根(B.Strömgren)首先对HⅡ区进行了研究，他计算了恒星周围HⅡ区的半径，世称斯特龙根半径。例如，若取星际氢原子的平均数密度为10^6/米^3，则一颗温度非常高的O5型星的斯特龙根半径为140秒差距；对于B0型星，为50秒差距；而A0型星只有1.5秒差距。在HⅡ区中，电离气体的典型温度为8000开，密度在$10^7 \sim 10^{12}$个离子/米^{3}范围内。HⅡ区的周围是HⅠ区（图10.27），两者之间的分界常是较分明的。估计银河系内星际电离氢原子的含量比中性氢原子的含量低两个数量级。

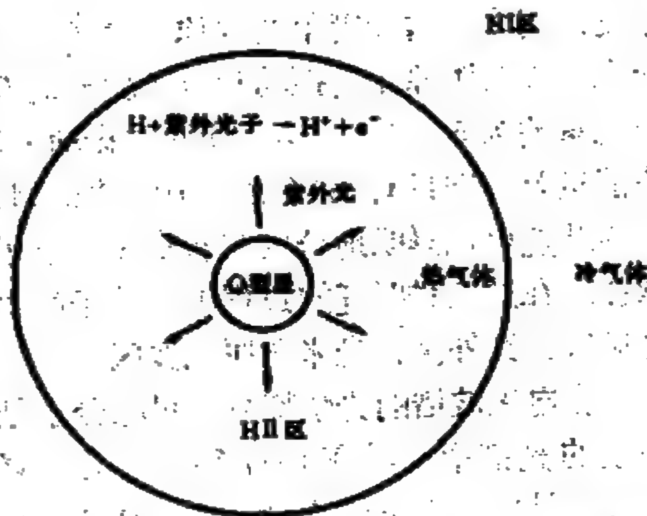


图 10.27 高温恒星周围的HⅡ区和HⅠ区示意图

几乎所有的HⅡ区都有相当强的红外连续发射谱，它来自尘埃颗粒的辐射。HⅡ区中的尘埃颗粒吸收了高温恒星以及电离气体的辐射被加热到30～300开的温度。许多HⅡ区含有相当多的尘埃，以致高温恒星发出的大部分可见光和紫外光被尘埃颗粒转换

成红外辐射。在银河系内，HⅡ区属于最强的红外源之列，红外光度可高达$10^7L_{\odot}$。

二、星际分子

1．分子谱线和观测结果　跟原子一样，分子的能态也是量子化的。当分子从一个能态跃迁到另一个能态时，它们吸收或发射特定频率的辐射，产生了分子谱线。然而分子的能态结构比原子复杂得多，对于简单的双原子分子，其能态不仅依赖于电子的能态，而且跟原子的振动和分子的转动有关。电子能态之间典型的能量差为5×10^{-19}焦；而对于振动能态和转动能态，能态之间的能量差分别只有10^{-21}焦和10^{-23}焦数量级。于是，分子能态之间的跃迁可以鲜明地分成三种类型：电子跃迁、振动跃迁和转动跃迁，在这三种跃迁的过程中，分子产生的谱线依次位于紫外和可见区、红外区、毫米和厘米波区。

在电磁波谱的光学部分，星际分子是以吸收线的形式显示在亮星的光谱中。早在1937年，天文学家在可见区发现了CH（甲川）、CH^+（甲川正离子）和CN（氰基）分子。在本世纪七十年代，"哥白尼"卫星探测到了在紫外区的氢分子H_2吸收线（图10.28）。

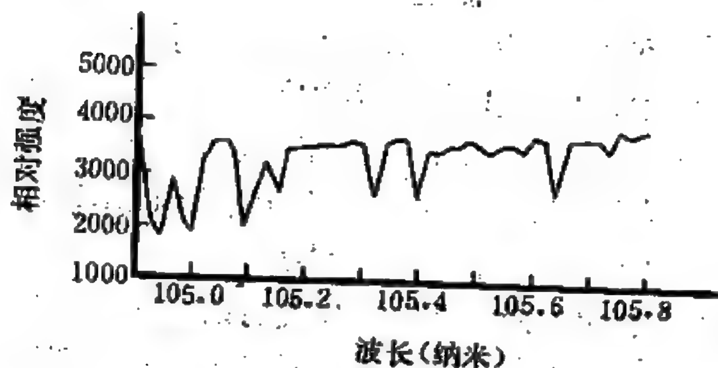


图 10.28 "哥白尼"卫星探测到的星际氢分子H_2的吸收线

然而，可见区和紫外区不是研究星际分子的重要波段。在星际分子赖以存在的低温条件下，分子基本上都处于最低的电子能态，分子通过跟其他分子或原子偶尔碰撞，大多仅改变其转动能态，最终从较高的转动能态跃迁到较低

的能态，通常产生了在毫米和厘米波段的发射线。因此大量的分子谱线应出现在毫米和厘米波段，在大多数情况下，观测到的是发射线。

用射电天文方法探测星际分子谱线始于六十年代。1963年，首先发现了OH(羟基)分子；1968～1969年期间，发现了NH_3(氨)、H_2O(水)和H_2CO(甲醛)；1970年，发现了CO(一氧化碳)……。到1985年，总共已发现了66种星际分子，其中无机分子有十几种，其余都是含有碳原子的有机分子，最复杂的分子是$HC_{11}N$(氰基癸五炔)，由13个原子构成。氢是宇宙中最丰富的元素，氢分子H_2无疑是最丰富的星际分子，其次是CO、OH和NH_3。

观测表明，虽然有些星际分子，如CO，几乎散布在所有的天区，但大多数星际分子集结成团，形成了分子云。分子云通常是暗的，在光学波段看不见，温度的典型值为20开，平均密度10^8～10^{10}个分子/米^3，中央密度可达10^{12}个分子/米^3，质量一般为10^4～$10^7 M_\odot$，云内应有足够的尘埃来屏蔽星光中的紫外线，使分子免遭破坏。

在猎户星云后面有一个巨大的分子云，它是离太阳最近的分子云之一，由小而密的核心以及延伸的低密度云两部分组成（图10.29）。前者的直径为0.15秒差距，密度10^{11}个分子/米^3，质量$5M_\odot$；后者的直径至少为10秒差距，极大密度10^9个分子/米^3，质量至少达$10^4 M_\odot$。猎户星云的近旁有许多年轻的恒星，其他的分子云也常位于围绕着年轻恒星的HⅡ区附近。在恒星形成过程中分子云看来起着关键的作用。

研究星际分子的形成是一个相当棘手的问题。一种假设认为，在温度非常低的暗星云内，原子粘在尘埃颗粒的表面，跟已留在那里的原子结合，形成分子。可是很难设想分子通过什么机制能从颗粒表面脱离出去而本身又不受破坏。近来正努力探讨在低温下原子不藉助于尘埃颗粒直接结合成分子的过程，但也遇到了很

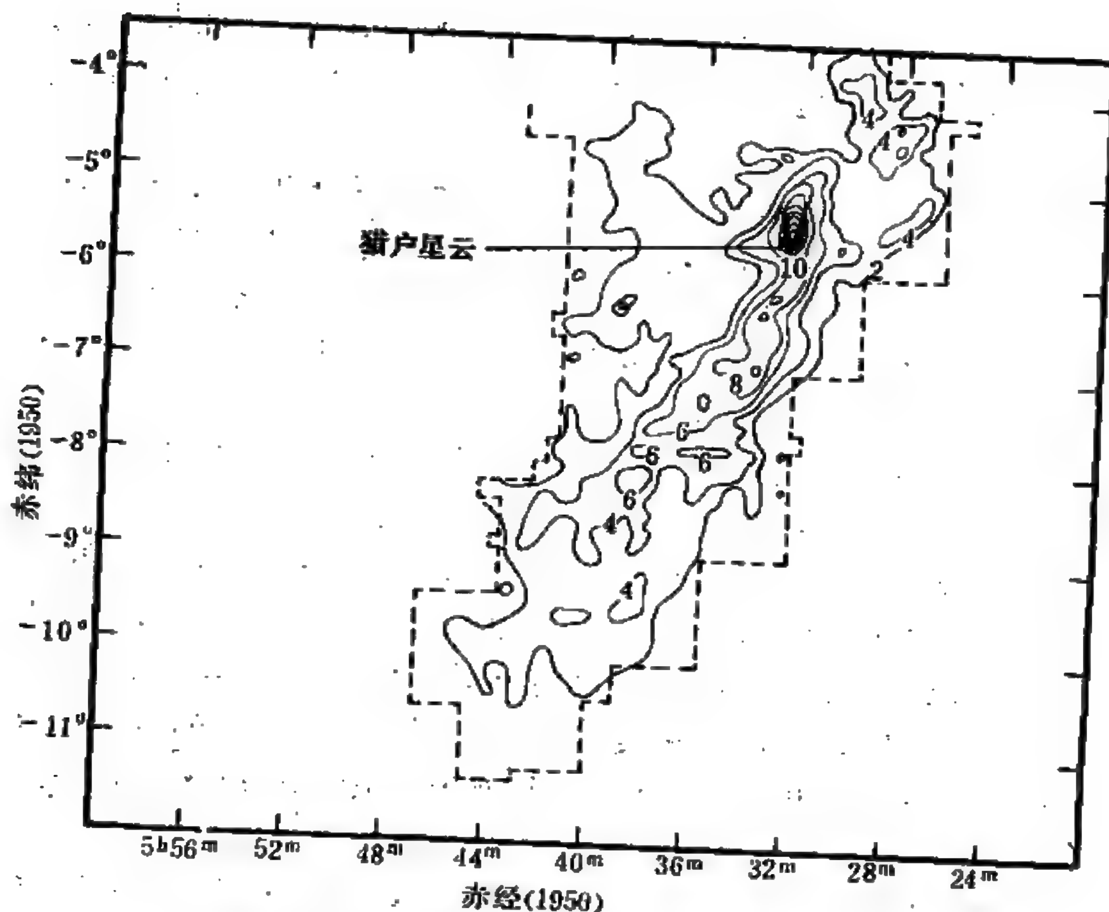


图 10.29 与猎户星云在一起的分子云的CO强度图，图中数字"10"上面等强度线最密的部分是云内密度最大的核心

多困难。

2．分子的微波激射　微波激射是英文名词maser① 的译名。它用作弱微波信号放大器是在本世纪五十年代发展起来的，并在射电望远镜上应用。1965年，射电天文学家在探测猎户星云中OH分子的谱线时，领悟到宇宙中存在着天然的微波激射。

OH分子的发射线由一组波长很接近的谱线组成。为了阐明它们的产生，图10.30给出了该分子基态附近的能级图，四个相隔

① 由 ...rowave amplification by stimulating emission of radiation 的各词头字母组成，意为微波受激辐射放大。

很近的能级代表分子不同的转动能态，按能量增加的次序以1、2、3、4标记。跃迁4→1，4→2，3→1和3→2所对应的辐射频率依次为1720兆赫，1667兆赫，1665兆赫和1612兆赫，相应的波长从17.4厘米到18.6厘米。在各能级上的分子数作平衡分布的正常情况下，以1667兆赫的谱线最强，1665兆赫其次，然后是1612兆赫和1720兆赫，它们的强度比率是9：5：1：1。然而来自猎户星云的OH分子发射线却出乎意料，1665兆赫的谱线最强，1667兆赫的谱线不出现。显然，对应于1665兆赫谱线的高能级上分布了过多的分子，使得这条谱线的强度放大。

在低密度的星际分子云中，分子之间的碰撞不是很频繁的，以致达不到平衡状态，在某个能级上分布的分子数有可能大大超过平衡状态的分子数，这种情况叫做能级反转。设想，处于基态的OH分子由于吸收了能量到达某一高得多的激发能级，如图10.31

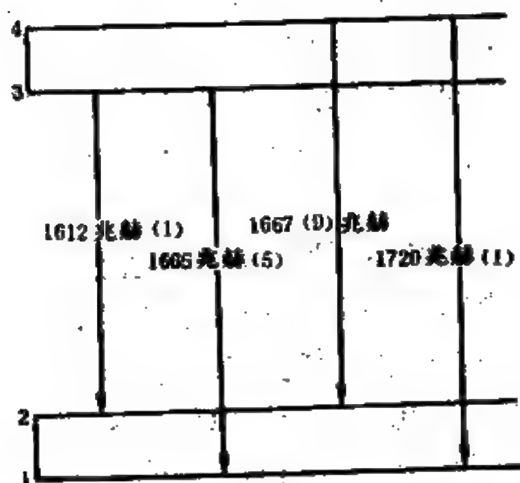


图 10.30 羟基(OH)的能级图

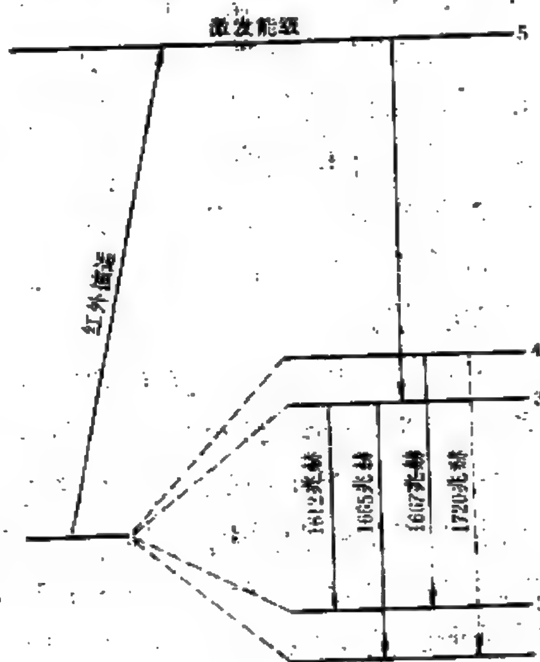


图 10.31 羟基(OH)微波激射的示意图

中以 5 表示，在微波激射理论中这个过程叫做抽运。从 5 向低能级的各个跃迁中以到达 3 的几率最大，而且 3 是一个较稳定的能级，即自发地向更低的能级 1 和 2 跃迁的几率很小，于是大量的分子聚积在能级 3 上，出现能级反转。当一个能量等于 3 和 1 两个能级的能量差的射电频率的光子射来时，分子发生受迫跃迁3→1，沿着入射光子的方向发射出另一个同样能量的光子，而入射光子并未被吸收，仍继续前进。在猎户星云内发生的正是这种过程：一束频率为1665兆赫的光子进入星云后，一路上使OH 分子沿相同的方向受迫发射同样的光子，于是一个光子变两个，两个变四个……，最终频率1665兆赫的辐射能量被放大了几百万倍。

羟基微波激射源已发现了近1000个。后来发现了水(H_2O)微波激射，频率为22235兆赫(波长1.35厘米)；一氧化硅(SiO)微波激射，频率为43122兆赫(6.95毫米)和86243兆赫(3.48毫米)。还有甲醇、氨、甲醛、甲川等的微波激射。

已知的微波激射源主要可分为两类：出现在星际分子云附近的星际微波激射以及跟红巨星相联的恒星微波激射。红巨星有很延伸的气体和尘埃大气，分子微波激射是在延伸大气中产生的。在绝大多数恒星羟基微波激射中，最强的发射线是频率1612兆赫，而不是象猎户星云的1665兆赫。这反映了不同的微波激射源中物理条件的差异。

目前，星际微波激射的研究尚在初始阶段，许多问题还不清楚。例如，抽运的能源是一个重要的研究课题，也没有定论，一般认为是尘埃颗粒或正在形成的恒星的红外辐射，或是分子碰撞。星际微波激射源是相当小的，直径只有几十个天文单位，密度至少达10^{14}个分子/米^3。它们几乎都存在于HⅡ区和强红外源这种恒星形成的区域内，可能是恒星诞生的先兆。

三、星际尘埃

1. 星际消光　在星际物质中，由原子和分子组成的星际气体虽然对恒星发射的可见光有吸收作用，但只是在某些波长上，而星际尘埃能在宽阔的波段上吸收和散射星光，对星际消光起了主要作用。

星际消光的数值通常以符号A_v表示，它是指介于恒星和太阳之间的星际物质在目视波段使星光减弱的星等数。星光减弱，恒星视星等的数值就增大，对这种歪曲必须作改正，否则应用由视星等和绝对星等确定恒星距离的各种方法(如分光视差，造父视差)必然导致严重的失误。因此(8.9)和(8.10)式应分别改成

$$M = m + 5 - 5\lg r - A_v, \tag{10.1}$$

和

$$M = m + 5 + 5\lg \pi'' - A_v. \tag{10.2}$$

改正值A_v由观测确定。原则上可以选取绝对星等已知的恒星，用不受星际消光影响的测距法，如三角视差或依据恒星运动的方法，来定出距离，从而比较由(8.9)式算出的视星等与观测到的视星等，得出A_v。观测表明，不同的天区，即在不同的视线方向上，星际消光的数值有显著差别。在银道面附近每千秒差距典型的A_v值是2^m。从消光推算出星际尘埃平均密度的数量级为10^{-6}个颗粒/米^3。

2. 红化和偏振　星际消光的数值不仅随距离和视线方向变化，而且对于波长有选择性：蓝光减弱得比红光厉害。在到达观测者的恒星辐射中，相对于不受星际消光影响的情形而言，红光居多，因而恒星的颜色偏红，这种现象叫做星际红化。它表明引起消光的尘埃颗粒应具有10^{-1}微米数量级的直径，它们不是简单地挡住光，而是散射光。波长较长的红光容易穿过尘埃云，而蓝光遭到更多的散射，所以天文学家常在红光和红外波段上对星际物质密布的天区进行观测。附带指出，对于反射星云，正是由

于蓝光受到散射较厉害的缘故，致使它们的颜色偏蓝。

色指数是恒星颜色的量度，因此以星际消光引起的恒星色指数的改变来衡量星际红化是很自然的。这种色指数的改变用色余CE表示，它定义为

$$CE = C - C_0, \tag{10.3}$$

其中，C是观测到的恒星色指数，可由多色测光精确测定；C_0是同一恒星完全不受星际消光影响时应有的色指数，可根据恒星的光谱型推算得到。因为光谱型是由光谱中出现哪些原子的谱线及它们的强度而定的，不受星际消光影响。对于星际红化，CE有正值，CE越大，星际红化越甚。

星际消光和红化的程度都是由介于恒星和太阳之间的尘埃数量决定的，不难设想，A_v与CE之间存在一定的关系。由于从观测定CE比较容易，实际上A_v常是通过CE而推算的。因此研究星际红化对于确定星际消光数值有重要意义。O型、B型星和经典造父变星由于光度大，虽离地球远仍相当亮，在测定星际消光和红化的研究工作中常被选用。

在一般情况下，从恒星发出的应是非偏振光，但是在1949年，霍尔(J.S.Hall)和希尔特纳(W.A.Hiltner)分别在美国海军天文台和麦克唐纳天文台用精密的光电偏振计成功地探测到遥远恒星星光中的部分偏振现象。星光的偏振和红化之间有一定的联系，虽然红化显著的星偏振度不一定高，但偏振度高的星红化必定显著。这一观测事实表明，星光的部分偏振是当它通过星际物质时引起的。大体说来，每一个星等的消光值A_v与1%的偏振度相对应。

在星际物质中能引起星光部分偏振的是星际尘埃。尘埃颗粒必须呈长条形，而且作有规则的排列，长轴的方向大体上一致，当非偏振的星光通过尘埃云时，沿着尘埃颗粒长轴方向振动的光波比沿其他方向振动的光波遭到较多的吸收和散射，于是造成了部分偏振。

至今，已对几千颗恒星进行了偏振测量，结果表明：相邻的恒星偏振方向接近；银道面附近的恒星偏振方向有平行于银道面的趋势。天文学家认为，引起这些现象的原因是星际空间中存在着磁场。除了磁场，难以设想有另外的机制能使很大尺度的星际空间中的尘埃颗粒作有规则的排列。因此，测量星光偏振是研究星际磁场的一种重要方法。由星光偏振和其他方法估算，星际磁场强度一般为数量级10^{-10}～10^{-9}特，在星际物质稠密的区域内可能存在强一些的磁场。与地球和太阳的磁场相比，星际磁场是极其微弱的。

3．成分和形成　　由红外观测以及消光和偏振的资料分析，已获得了关于星际尘埃的成分的一些信息：硅酸盐很丰富；金属颗粒，尤其是铁，可能存在；还有石墨、水冰以及由碳、氮、氧、氢组成的其他类型的冰。一部分颗粒可能有一个小的核，由硅酸盐、铁或石墨构成，外面被冰包裹着。

越来越多的证据表明，星际尘埃颗粒最初主要是在晚型星、尤其是红巨星的外层大气中产生的。这些星的表面温度为2500开左右。密度较大的颗粒在10^3开数量级的温度下可以由气体凝结而成，各种冰在10^2开数量级的温度下生成。可以期望，不同类型的星发挥各自的优势，产生不同成分的颗粒，例如，含氧丰富的星倾向于产生硅酸盐颗粒；含碳丰富的星产生较多的石墨颗粒。形成的颗粒最终通过星风流入星际空间。事实上，在有些红巨星的红外光谱中发现了9.7微米波长处的硅酸盐吸收带，表明在星体周围存在着这种颗粒。北冕R型星亮度突然下降很可能是富含碳的气体流出时凝结成大量石墨颗粒而引起的现象(见§9.5)。此外，新星和超新星抛出的气壳以及正在诞生恒星的气体星云也可能是形成星际尘埃的场所。带有冰壳的颗粒大概是在温度低且密度高的分子云的中央产生的。

四、宇宙线

大多数星际物质以不大的速度在运动，比如说不超过几十千米每秒，但星际空间中也存在着一些速度接近光速的粒子，它们是宇宙线。宇宙线中绝大多数是高能带电粒子，其中最多的是质子，大约占90%，其次是氦原子核（α 粒子）、电子和其他一些原子核。宇宙线的能量在$10^{5}\sim10^{21}$电子伏范围内。作为对照，如今世界上最大的加速器只能将粒子加速到10^{12}电子伏的能量。

观测表明，在地球大气层外接收到的宇宙线大体上均匀地来自各个方向。这意味着：或者宇宙线源在空间是均匀分布的；或者宇宙线源分布虽不均匀，但它们发射的带电粒子被星际磁场搅乱了运动方向，以致到达地球时是均匀地从各个方向来的。现在普遍接受后一种解释。

为了研究远离地球的星际空间中的宇宙线，只能采用间接的方法。其一是探测银河γ射线。当宇宙线中的高速质子跟星际物质中的氢原子碰撞时，发生核反应，产生了π^{0}介子，而π^{0}介子是不稳定的，平均寿命只有10^{-16}秒，因此立即衰变，产生一对γ光子（或一个光子和一对正负电子）。这些γ射线的平均能量约为100兆电子伏，对应的波长为10^{-14}米。通过卫星携带的γ射线望远镜获得的资料表明，银河系内γ射线的分布与星际氢原子的分布十分相似，如果假设银河系各处的宇宙线强度都跟地球附近一样，则在任何方向上测量到的γ射线强度接近于在π^{0}介子衰变过程中所预期的结果。因此可以认为，在地球大气层外探测到的宇宙线的资料对整个银河系具有典型意义。

星际物质发射很强的射电，其中有一种弥漫发射的成分，来自天空的所有方向，频率1～1000兆赫，强度随频率的增加而降低，具有同步加速辐射的特征。在五十年代天文学家认识到这种弥漫射电是宇宙线中的高速电子在星际磁场中产生的同步加速辐

射。于是，探测银河弥漫射电成为研究宇宙线的另一种间接方法。

由于宇宙线在星际空间的运动路径被星际磁场弯曲，因此已不可能根据它们到达地球的方向来追踪它们的来源。关于宇宙线的起源和加速机制还没有完全确定的结论。一部分低能宇宙线（$10^5 \sim 10^{10}$电子伏）可以肯定来自太阳并且在耀斑中加速。能量极高（10^{17}电子伏以上）的宇宙线大概来自银河系之外。许多科学家认为，大部分宇宙线是在超新星爆发过程中产生的，带电粒子可能在旋转中子星的电磁场中被加速，或者膨胀气壳中的激波也有足够的能量将粒子加速到很高的速度。超新星遗迹是很强的同步加速射电辐射源，也发射γ射线，这些事实支持了宇宙线跟超新星有关的观点。

§10.5 恒星的形成

人类研究天体的物理性质只有一百多年的历史，以这段时间的尺度来衡量，恒星形成的过程是十分缓慢的。实际上，如今看到的千千万万颗恒星中的绝大多数是远在地球上出现人类以前就已存在着。不难想象，解决恒星如何形成和演化的问题是天文学上一个非常艰难并且是长期的研究课题。跟研究太阳系的起源问题相比较，尽管太阳系内的天体近在咫尺，较易获得精确的资料，但目前它仍是唯一能观测到的行星系统，不可能从众多的样品中找出规律性；而观测到的恒星种类繁多，如果搞清楚它们年龄的差异和所处的不同的演化阶段，就能较可靠地描绘出恒星从诞生到死亡的全过程，从这一意义上说，恒星形成和演化的研究占有一定的优势。

1692年，牛顿在一封书信中最先提到恒星由弥漫物质通过引力收缩过程形成的设想。将近三个世纪以来，这个观念不断在发

展。在当今的天文学家中，绝大多数赞同这个观念。虽然对恒星形成过程的细节仍不很了解，但较之牛顿的臆测，他们已有较多的观测资料和理论探讨为依据了。

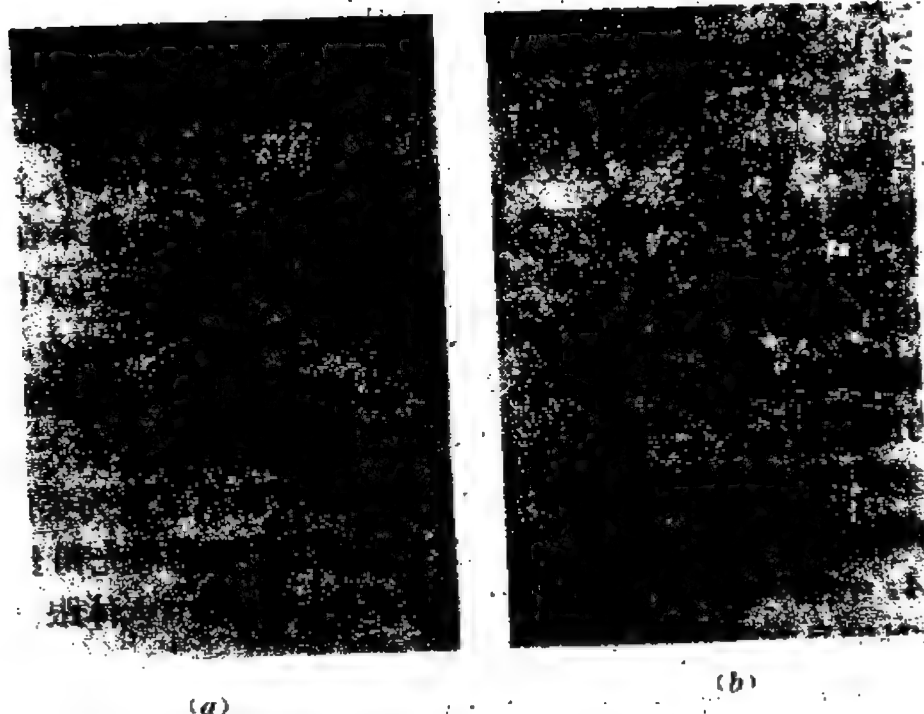
一、观测线索

观测资料和理论分析表明，银河系内的恒星并不都诞生于银河系形成的时期。银河系估计已有100多亿年的历史，按这个时间尺度的标准，有些类型的恒星是非常年轻的，例如组成星协的成员星，包括金牛T型星以及O型和早B型星，其年龄一般小于一千万年。这个事实表明，在过去几百万年内新的恒星继续在产生，因而有理由认为，虽然目前恒星的产生率可能比银河系刚形成时低得多，但恒星形成的过程仍在银河系内的某些地方进行着，寻找正在诞生中的恒星是有希望的。

一般说来，在几百万年的时间内，恒星不可能穿越很长的距离，因此金牛T型星、O型和早B型星等年轻恒星应当仍位于它们的诞生地附近，而从观测得知，这些恒星几乎总是在星云的里面或附近，由此很自然地导致恒星是从弥漫的气体和尘埃云凝聚而成的观念。按照这种观念，必须从星云分布的天区去搜寻正在向恒星过渡的或跟恒星形成过程有密切联系的天体。天文学家已找到了一些线索，它们主要是已在§10.3中讲到的球状体、HH天体和BN天体。

1. HH天体　　四十年代后期至五十年代初，美国天文学家赫比格(G.H.Herbig)和墨西哥天文学家阿罗(G.Haro)分别在对猎户星云南面的暗星云区域作H_α发射线星的巡天观测中，独立地发现了星云NGC1999邻近的三个半星半云状的天体，其中每一个都有一小群密聚在一起的凝块结构(图10.32)。后来这类天体以发现者的名字命名，叫做赫比格-阿罗天体，简称HH天体。

除了半星状的凝块周围有星云状物质包裹的光学形态特征之



(a)　　　　(b)

图 10.32 HH 2的两张照片。(a) 摄于1947年1月20日，(b)摄于1954年12月20日，箭头所指的凝块亮度明显增加

外，HH 天体的光谱特征也是识别这类天体的重要标志，它们的光谱中通常出现氢的巴耳末发射线以及OⅠ、OⅡ、OⅢ、NⅠ、NⅡ、SⅡ、CaⅡ和FeⅡ等的禁线。

HH天体都位于银道面附近的暗星云内或其邻近，常伴有金牛T型星。这类天体的直径一般为0.01秒差距的数量级。在用高分辨率的望远镜拍摄的照片上，它们之中多数呈现单一的结构，有些则由几个分立的凝块组成。至今经光谱观测确证的 HH 天体数目不到一百个。此外，还发现30多个形态相似，但未经光谱证明的候选者。这类天体以 HH 后面附上编号表示，例如最早发现的三个原型称为HH 1、2和 3。

在行星状星云和发射星云的中央或近旁总有一颗或若干颗高温恒星，正是由于这些恒星辐射的高频光子的激发致使星云发光。

可是，在HH天体近旁却找不到高温恒星。自从这类天体发现以后，它们发光的能源是重要的研究课题。

在五十年代，赫比格和阿罗等人拍摄HH 1和2天区的照片，直至星等21^m,搜索不到"激发星"的踪影。天文学家领悟到，激发星可能深深地隐藏在暗星云内,因此在可见光波段是观测不到的，必须在红外波段上搜寻。1974年，首次找到了一个跟HH天体有联系的红外源，它位于HH100的东北大约0.01秒差距的地方。后来又陆续发现了一些跟HH天体有关的红外源。一般来说，这些红外源的位置并不与光学的HH天体一致，两者相隔的距离大多为0.1秒差距的数量级。在多数情况下，这些红外源被证认为类似于十分年轻的金牛T型星的天体，但受到暗星云严重的消光和红化影响，$A_v = 20^m \sim 30^m$。然而，有哪些事实可以表明HH天体跟其近旁的红外源是有联系的呢？

大多数HH天体的视向速度具有负值，它们在向着观测者运动，有几个的绝对值超过150千米/秒；少数这类天体的视向速度具有正值。由此推测，HH天体跟嵌在暗星云里的年轻恒星的抛射活动有关，向暗星云前面(向观测者)抛射而形成的天体容易观测到，向远离观测者方向抛射的由于位于暗星云深处或后面而不易被发现。

一些HH天体的视向速度相当大意味着这类天体的切向速度也可能很大。位于金牛座中的HH28和29是最先测出有大自行的HH天体，它们都邻近一个红外源，离这个红外源的角距分别为2.8′和8′(对应于0.12秒差距和0.35秒差距),自行方向都背离红外源，相应的切向速度为200千米/秒。HH 1和2的自行也相当显著,它们中的各个凝块以相反的方向正在离开一颗17^{m}的金牛T型星。该星介于HH 1和2之间，是一个较强的红外源，按照两个发现者名字的第一个字母，它被称作C-S星(图10.33)。其他还有一些HH天体也与近旁的红外源排成一线。显然，这些HH天体

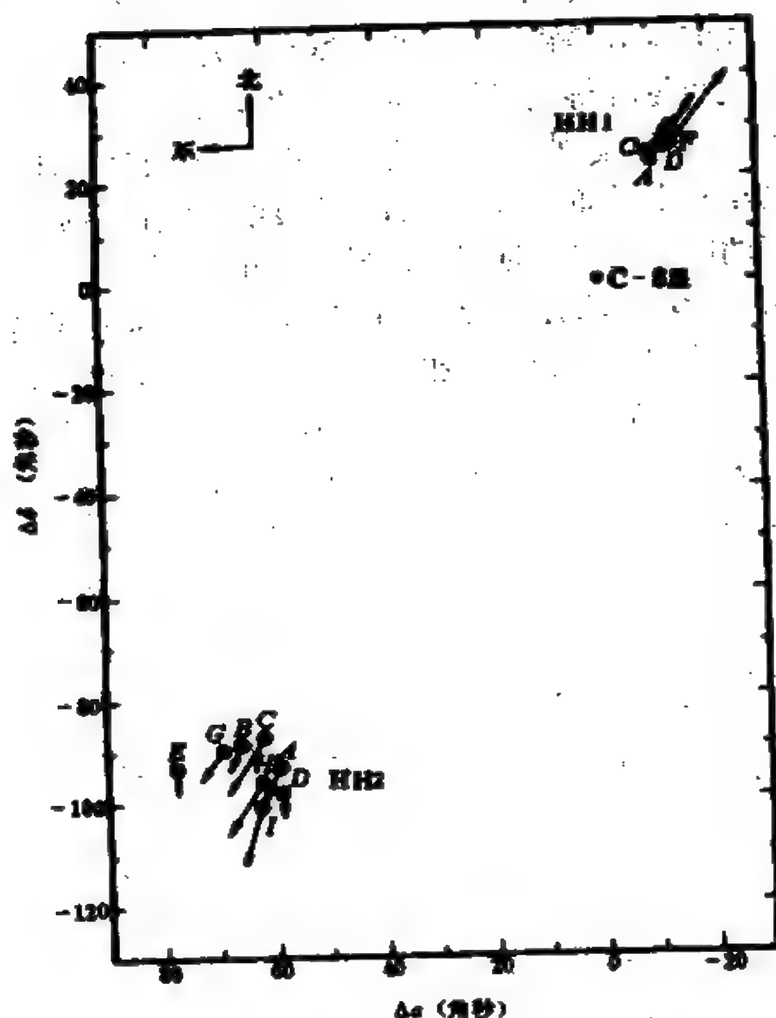


图 10.33 HH 1，HH 2 和C S星的相对位置以及各个凝块100年的自行矢量。横坐标和纵坐标分别是赤经差和赤纬差，取C S星为零点

是与红外源沿相反的方向或同一个方向抛出的物质有联系的。

HH 天体的光谱跟金牛 T 型星近旁的星云的光谱以及一些超新星遗迹的光谱相似。观测表明，从金牛 T 型星表面有高速气体向外流动，而超新星遗迹是受到激波加热的星云。于是HH天体很可能是由强劲的星风跟激发星周围的星际物质相互作用的产物，目前最流行的模型就是建立在这个观念的基础上的。根据激

波理论的计算结果可以解释HH天体光谱的主要特征，而引起激波的超声气流的源应是跟金牛T型星类似的天体，即HH天体近旁的红外源。这种见解得到了如下的观测事实的支持。

许多HH天体发现有光变。例如HH2，其中的凝块H和G从1950年到1955年光度增加了六倍，后来光度继续缓慢增加，到1973年又上升了两倍，在同一时期中，凝块*A*和*B*的光度减小约四倍。*A*和*B*分别位于*H*和*G*的西北方（见图10.33），看来光变是从西北传向东南。对于在C-S星另一侧的HH 1，各部分的增亮次序是从东南到西北。所以在这两个HH天体的情形中，光变的顺序是跟C-S星星风的传播一致的。观测CO分子的射电谱线，发现跟HH102、HH28和29、HH 7-11、HH24、HH25和26等成协①的一些红外源在非各向同性地喷出CO气流，而且这种气流是双极的，即主要集中在两个相反的方向上，表明这些红外源是HH天体的激发源。

对于HH天体已有近四十年的研究史。最初天文学家把它们看成是正在形成过程中的恒星，但经过近十几年来的研究，对HH天体的本质的认识已有很大改变。概括地说，现时倾向性的结论是：HH天体本身并不是正在诞生中的恒星，而是受激波加热的星云；它们的能源来自近旁红外源发出的星风，而这种红外源才是十分年轻的恒星或正在形成过程中的恒星；HH天体只不过是与恒星形成有关的一种副产品。

2. BN天体　对于研究恒星形成的天文学家来说，猎户座是十分珍贵的天区，在那里陈列着疏散星团、星协、HH天体、巨大的HⅡ区、发射星云、暗星云、分子云以及众多的分子微波激射源，组成了一个年轻天体和弥漫物质的庞大的复合体。为了探索隐藏在星云深处可能跟恒星形成过程有关的奥秘，除了射电观测以外，红外波段上的观测也是有效的手段。

① 成协是天文学上的术语，指若干个天体聚在一起。

猎户星云可见辐射的最强部分落在四边形聚星的区域，但最强的红外辐射区域在四边形聚星西北方约1′的地方（图10:34），实际上位于可见的猎户星云后面。在那里没有亮星和HⅡ区。克莱曼（D.E.Kleinmann）和洛（F.J.Low）发现，20微米波长的最强

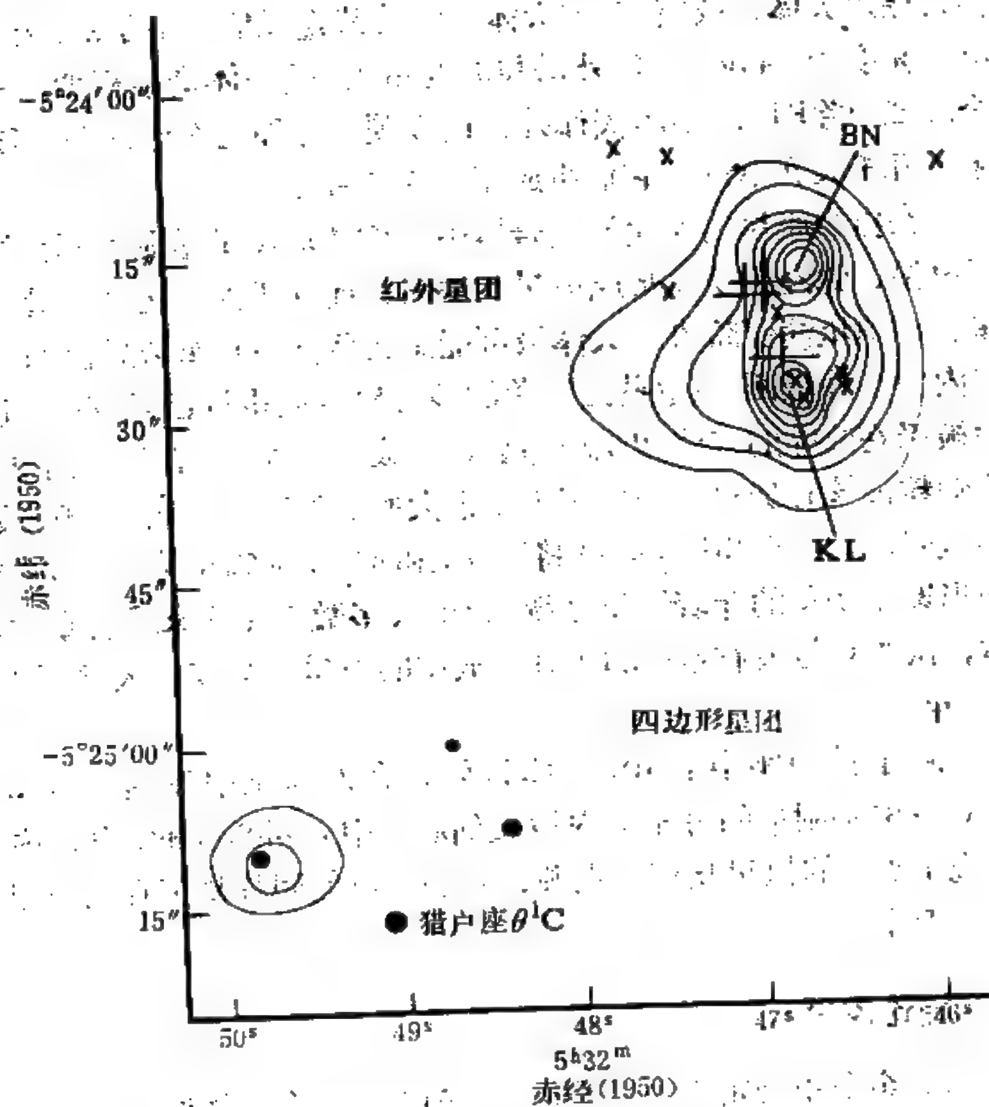


图 10:34 猎户星云中一个区域的红外辐射图，曲线表示红外辐射的一系列等强度线，图上标出了KL源和BN天体的位置

辐射源的位置与猎户座内分子云的核心相符，它是延伸的星云状物质，世称KL源。KL源的温度约70开，直径2000天文单位，红外光度达 $7\times10^4L_\odot$。1965年，贝克林(E.E.Becklin)和诺伊吉保尔(G.Neugebauer)发现波长5微米和10微米的辐射大部分来自一个角径小于2″的恒星状点源，这个红外源又常被称作贝克林-诺伊吉保尔天体，或简称BN天体。它的线直径估计小于300天文单位，光度为 $1000L_\odot$，红外谱与温度600开的黑体谱很相似。在这个区域中除KL源和BN天体外，还发现了另外几个红外源，彼此相距几千天文单位，它们组成了一个红外星团。

在猎户座星云所属的复合体中，四边形聚星是诞生不久的年轻恒星，弥漫物质是形成恒星的原料，而介于两者之间、处于从星云向恒星演变阶段的天体最可能是隐藏在猎户星云后面的分子云内的红外星团。在这些红外源的核心核反应也许已经开始，但外面被仍在收缩的气体和尘埃包裹，形成了一个“厚茧”，其中的尘埃颗粒被核心加热，产生了光度很大的红外辐射。当“厚茧”最终消散时，红外星团中的成员将以O型和B型星显露出来，成为与四边形聚星类似的年轻恒星系统。目前大多数天文学家最看重BN天体，认为它是最有希望的正在形成中的恒星，其年龄大概还不足 10^5 年。

除了猎户座中的BN天体以外，在人马座中发射星云M17(NGC6618)附近的分子云内以及仙后座中名叫W3的HⅡ区内也发现了类似的恒星状红外点源，它们很可能同样是正在向恒星过渡的天体。

二、理论探讨

1．金斯不稳定性　1901年，英国天文学家金斯(J.H.Jeans)对牛顿的由弥漫物质引力收缩凝聚成恒星的设想作了数学处理。他考虑在均匀气体介质中发生的扰动，扰动以波的形式传播，引

起了介质疏密交替。介质中密度较大的部分暂时集结了较多的粒子，当波通过后粒子分散，成为稀疏部分。较密部分的物质对周围粒子的引力比同样体积但未受扰动的介质大。对空气中的声波而言，这种吸引力的超额是微不足道的。但同样的现象发生在大尺度的星际空间,引力可能很重要，较密部分的引力变得如此强，以致不再出现稀疏,即扰动使介质中某些地方的密度随时间增长。当这种情况发生时，就说介质是引力不稳定的。

金斯推出了引起介质引力不稳定的密度扰动的最短波长λ_J的公式：

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\pi\gamma V^2}{3G\rho}}, \tag{10.4}$$

其中，V是粒子的平均速度，ρ为介质密度，γ为比热之比。此式是金斯的引力不稳定判据，任何波长等于或大于λ_J的扰动将导致介质发生引力收缩。

扰动波长应等于介质中相邻的疏密部分所占的距离，因此较密部分的线大小大致是波长的一半。金斯的判据可以从一种简单的方法近似得到。考虑一个质量M、半径R、密度ρ的均匀气体球，球面上粒子的逃逸速度为$\left(\frac{2GM}{R}\right)^{\frac{1}{2}}$，若气体保持在一起而不散失，粒子速度$V$必须小于逃逸速度，即$\frac{2GM}{R} > V^2$。由$M = \frac{4\pi}{3}R^3\rho$，得$R > \left(\frac{3V^2}{8\pi G\rho}\right)^{\frac{1}{2}}$，与(10.4)式比较仅系数有差别，因这里把问题简化了。

利用理想气体压力和粒子平均速度V之间的关系：

$$P = \frac{1}{3}\rho V^2,$$

以及绝热声速a的公式：

$$a=\sqrt{\gamma\frac{P}{\rho}},$$

金斯引力不稳定判据也可由

$$\lambda_J=\sqrt{\frac{\pi a^2}{G\rho}} \tag{10.5}$$

表示。

在一个星云中，粒子之间的相互吸引使星云有收缩的倾向，但气体的热压力使它有膨胀的趋势。显然，质量大、密度高、温度低的星云吸引会占优势。以声速与温度 T 之间的关系

$$a=\sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}$$

代入(10.5)式，其中 R 是气体常数，μ 是气体的平均分子量，则对于给定的温度和密度，得出星云质量的极小值。

$$M_J=3\times10^4\sqrt{\frac{T^3}{n}}M_{\odot}, \tag{10.6}$$

质量超过此值的星云才能收缩。式中，n 是星云的数密度，以每立方米体积中的氢原子数表示；温度 T 的单位是开；M_J 以太阳质量为单位。

对于星云内通常的温度和密度数值，M_J 远大于一颗恒星的质量。例如当 $T=50$ 开，$n=10^8$/米^3 时，$M_J=1061M_{\odot}$。因此只有质量很大的星云才能收缩，由此应得出恒星是成群产生的结论。在星云收缩过程中，密度增加，如果气体保持很低的温度，M_J 便减小。于是一个星云可以分裂成若干个引力不稳定的碎块，每一碎块继续收缩，随着 M_J 的进一步减小，又可能分裂成几块。这个过程叫做碎裂。当碎块中物质的密度尚低时，引力收缩释放的热能容易散逸出去。但随着密度越来越高，碎块中的尘埃颗粒受热日益显著，温度上升，碎块就不能再分裂，成了一颗原恒星，它是流体静力学平衡建立之前正在收缩和加热的天体。

2．引力收缩　由星云碎裂成的原恒星在最终形成恒星之前仍处在引力收缩阶段，这个阶段历时10^5～10^6年。探索引力收缩过程的细节是通过计算理论模型来进行的，即计算原恒星收缩过程中其内部各处的密度、温度、速度、能流等如何随时间变化。即使对于最简化的模型——原恒星呈球形并且没有自转和磁场，这类计算也是非常复杂，必须藉助于电子计算机。

原恒星收缩伊始，内部的压力远小于引力，星体可看作只受引力控制，此时的收缩基本上是自由下落。中央的密度比外层大，由于自由下落的时间与密度的平方根成反比①，因此中央收缩得快，外层收缩得慢。中央物质先形成一个核心，然后吸积落在后面的外层物质。

在自由下落过程中，引力势能转化为粒子的动能，又因粒子相互碰撞而转化为热能。随着核心密度增大，热能散逸受到越来越大的阻碍，导致温度上升，压力增大。当压力基本上与引力平衡时，核心收缩大大减慢下来，此时辐射可见光的星已形成，常称之为主序前星。只要星体内的核反应未开始，引力收缩仍将继续下去，因为恒星辐射损失的能量如果得不到补偿，温度必定下降，压力减小，引力重新占上风，引起星体收缩。缓慢收缩使温度持续上升。当内层温度达到几百万度时，氘、锂、铍和硼的原子核与质子碰撞发生核反应，变成氦 ^4He 及其同位素 ^3He，因此这些元素在星体内层很快耗尽，只能存在于温度低的外层，它们不可能为恒星提供大量而持久的能量。当温度超过7×10^6开时，氢核聚变成氦核的反应开始，它足以供给恒星辐射的能量，于是星

---

① 离中心距离r处的粒子的自由下落时间$t=\left(\frac{2r}{g}\right)^{\frac{1}{2}}$，其中重力加速度$g=\frac{GM(r)}{r^2}$，$M(r)$为半径$r$以内包含的质量，等于$\frac{4\pi}{3}r^3\rho$，$\rho$为$r$以内物质的平均密度，由此得$t\propto\rho^{-\frac{1}{2}}$。

体停止收缩，完全建立起流体静力学平衡，恒星成为主序星。

原恒星在收缩过程中其光度和有效温度随时间变化，在赫罗图上描出了一条自右向左的轨迹，叫做主序前演化程。质量不同的原恒星，演化程也不一样。下面举两个例子。

一颗质量等于$1M_{\odot}$的原恒星，从初始密度6×10^{10}个原子/米^3、温度10开、半径0.05秒差距开始收缩。经过4×10^5年，形成了核心，在赫罗图(图10.35)上它出现在A点，此刻的有效温度还十分低，不到100开，但由于表面积大，光度却与太阳的光度相当。随着外层物质下落，核心的质量不断增加，原恒星的温度上

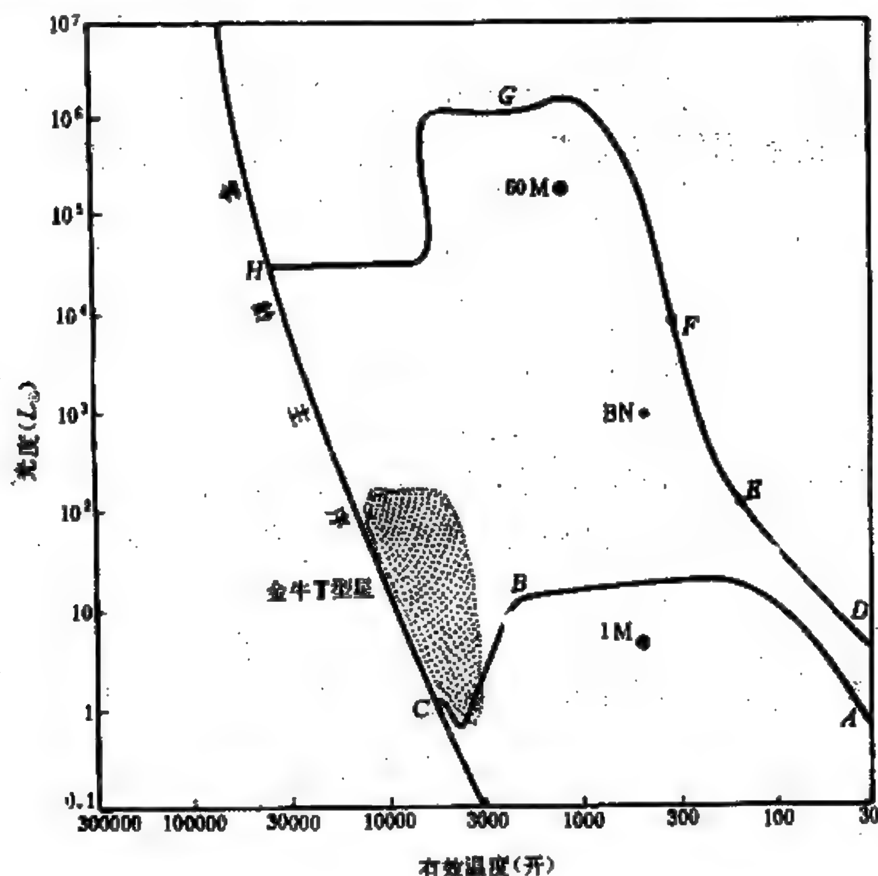


图 10.35　初始质量分别为$1M_{\odot}$和$60M_{\odot}$的两颗原恒星在赫罗图上的主序前演化程。猎户座BN天体以及金牛T型星的位置也在图上标出

升，光度也有很大增长，经过1×10^5年从A移到了B。B以后收缩放慢，过了5×10^7年，氢核聚变成氦核的反应开始，到达主序上的C点。由于恒星到达主序标志着主序演化阶段的开始，而且恒星的年龄也常从此刻算起，因此不同质量的恒星当中心氢燃烧点火时在赫罗图上占据的一条曲线叫做零龄主序或初始主序。

初始质量为$60M_\odot$的原恒星的收缩过程比$1M_\odot$的原恒星快得多。当核心形成时它出现在图10.35上的D点。核心增长很快，仅过了2×10^4年（E点），温度已高到足以使氢燃烧点火。此刻的核心已类似一颗主序星，但被浓厚的气体和尘埃外层包裹着。核心由于吸积外层物质继续在增长，再经过2500年（F点），核心更加明亮，辐射压力或星风阻止了物质下落，并将$43M_\odot$的物质排斥到星际空间，留下的$17M_\odot$的核心经过光度短暂的激增（G点）以后，变成一颗O型主序星（H点）。

由上述两个例子可见，大质量原恒星的收缩过程跟质量与太阳相仿的原恒星的主要差异在于：前者在核心吸积外层物质的过程中氢燃烧就开始了，待一部分外层物质消散后，核心作为一颗新诞生的主序星显露出来；而后者是在核心吸积了几乎全部剩余的外层物质之后才开始氢燃烧，到达零龄主序。

有的疏散星团的赫罗图为从原恒星收缩形成主序星的演化图象提供了很好的观测佐证。图10.36是NGC2264的赫罗图，该疏散星团内的O型和B型星已落在主序上，但A～M型星大多还未到达主序。一种很自然的解释是：星团内的所有恒星大致在同一时间开始形成的过程，由于质量大的演化快，当大质量恒星已到达主序时，质量较小的仍处在向主序收缩演变的过程中，其中包括许多金牛T型星，它们是质量跟太阳相仿的主序前星。

如果原始的星云在转动，由于角动量守恒定律，当它收缩时，旋转角速度，因而惯性离心力都迅速增大，除非有某些机制转移角动量，否则将成为形成恒星的一大障碍。可以设想，原恒星大幅度

降低自转角动量的最有效的方式有：本身分裂成彼此互相绕转的两个或若干个碎块，导致双星或聚星的形成；分离出物质，形成

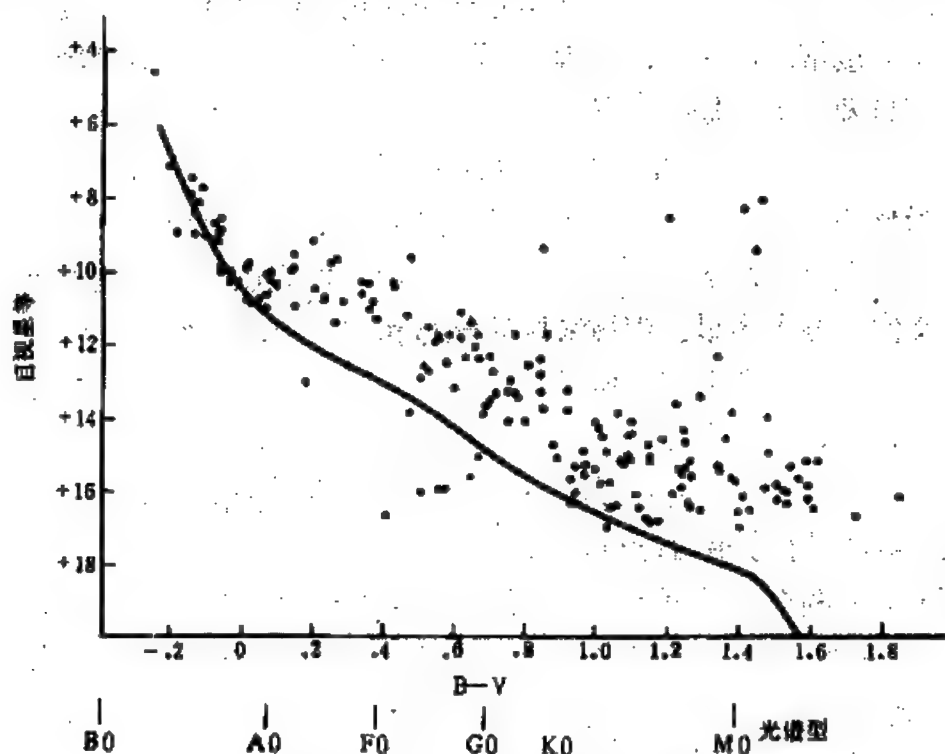


图 10.36　疏散星团NGC2264的赫罗图，曲线代表零龄主序

行星系统。在这两种情况，绝大部分的自转角动量转化为轨道运动的角动量。

§10.6 恒星演化

一、恒星演化理论研究的基本原理

恒星演化是研究恒星形成之后其结构如何随时间变化以及在赫罗图上的演化程，从而找出不同类型的恒星之间存在的演化序列，描绘恒星从诞生到死亡的全过程。

1．沃格特-罗素定理　　恒星到达了零龄主序后，开始了漫长的核反应的演化史。恒星内部建立了平衡的状态，它包括流体静力学平衡和热平衡。前者指在每一点上向外的压力与向里的引力达到平衡；后者指任一体元每秒钟获得的能量等于它释放的能量，对整个恒星而言，每秒钟通过表面辐射损失的能量与在中央区域热核反应产生的能量达到平衡。对于处在平衡状态的球对称恒星，在任一时刻，可以建立四个常微分方程，它们分别描述了流体静力学平衡、质量守恒、热平衡以及能量通过辐射或对流由里向外转移。此外，有三个气体的特性关系：物态方程、核反应的产能率公式以及表征物质对辐射吸收程度的不透明度的公式，加上恒星中心和表面的边界条件，四个常微分方程是封闭的方程组。只要给定了出现在边界条件中的恒星质量以及出现在气体特性关系中的化学成分的数据，方程组的解是唯一的，即恒星内从中心到表面每一点上的温度、密度、压力等物理量的数值就唯一确定。因此，一颗平衡恒星的结构取决于它的质量和化学成分，这个结论是沃格特(H. Vogt)和罗素得出的，称为沃格特-罗素定理。

根据沃格特-罗素定理，恒星的光度和有效温度，因而在赫罗图上的位置，都由它的质量和化学成分唯一决定。如果一群质量不同的恒星由化学成分相同的物质组成，则在赫罗图上它们构成了一条等化学成分的曲线。零龄主序也可以看作化学成分相同而质量不同的恒星的序列。事实上，观测到的主序并不很锐，有一定的宽度，这表明主序星的化学成分彼此有不大的差异，差异可能来自形成恒星的物质的化学成分不完全一样，以及主序星内部核反应引起化学成分变化的程度不完全一致。

若恒星在演化过程中大量损失质量而化学成分变化不大，则光度和有效温度的变化主要取决于质量的减小，在赫罗图上恒星应沿着主序从光度大的一端移向光度小的一端。赫罗图得出后不久，罗素曾提出一个恒星演化的假说，他认为红巨星是演化早期

的恒星，它们通过引力收缩，温度升高，变成O型、B型主序星，然后开始冷却，沿主序演变到M型星。但是观测并没有提供主序星都在大量损失质量的证据，尤其是爱丁顿提出质光关系后，罗素的假设很快被否定了。

若恒星在演化过程中质量基本上保持固定，则光度和有效温度的变化取决于核反应引起的化学成分的改变，反映在赫罗图上，恒星应脱离主序移动。

2．演化的模型序列　在恒星结构理论中，常把恒星分为内外两部分，里面部分称为核心，它是产能的区域，核反应全部在该区域内进行；产能可以忽略的核心之外的部分称为包层。核反应逐渐改变着核心的化学成分。如果核心与包层之间不发生对流，物质不混和，则这两部分的化学成分便出现了差异。即使在核心内，如果物质也不混和，由于越靠近中心核反应越猛烈，各层的化学成分也是不同的。显然，除了初始阶段外，不可能孤立地研究某一演化阶段恒星的结构，因为各层的化学成分应当在前一演化阶段恒星结构的基础上推算。因此，为了从理论上研究恒星演化，必须建立演化的模型序列。第一个建立的是恒星核心内刚开始核反应时的初始均匀模型，各层的化学成分相同，并且就是形成恒星的物质的初始化学成分，由观测资料确定。然后，按照各层在核反应中氢和氦丰度的变化率，计算经过某一段时间以后各层的氢和氦的丰度，从而建立相应年龄的第二个恒星模型，并依次建立第三个、第四个模型……，这样建立的模型序列描述了恒星结构随着时间的演化。于是，在某一时刻恒星的结构应由质量、初始化学成分和年龄决定。

星团对于恒星演化的研究占有非常重要的地位。由于星团的成员星可以认为是由初始化学成分相同的物质在差不多同一时期形成的，造成它们演化上的差异的唯一因素就是质量。因此从星团的赫罗图可以获得质量如何影响恒星演化的观测线索，从而检

验恒星演化的理论。

二、主序演化阶段

恒星核心内从氢燃烧点火到氢几乎全部聚变成氦的时期叫做主序演化阶段，因为在此阶段恒星位于赫罗图的主序上。

恒星驻留在主序上的时间t由核心所含的氢燃料的数量以及氢燃料的消耗率决定，而两者分别跟恒星的质量M和光度L有关。若ε表示每千克氢聚变成氦释放的能量（$\varepsilon=6\times10^{14}$ 焦/千克），作为数量级估计，核心的质量取为$0.1M$，则$t\simeq\frac{(0.1M)\varepsilon}{L}$。因此$t$依赖于$\frac{M}{L}$，按照主序星的质光关系，$M$越大，$t$越小。例如，对于 1 $M_{\odot}$的恒星，$t\simeq10^{10}$ 年；对于$15M_{\odot}$ 的恒星，$t\simeq 2\times10^{7}$年。这是因为质量大的恒星虽然拥有较多的氢燃料，但是它们的光度大，氢燃料的消耗比质量小的恒星快得多。

主序演化阶段是恒星一生中驻留时间最长的阶段，大约占恒星寿命的80%，这就是各种类型的恒星中主序星占大多数的原因。太阳的年龄大约50亿年，它在主序演化阶段大约已渡过了一半时间。

主序上的恒星以质量 2 $M_{\odot}$ 为界，在结构上有显著的差别。对于质量大于 2 $M_{\odot}$ 的主序星，核心中氢聚变成氦主要通过碳氮循环，产能率对温度的依赖十分敏感，因而能源向中心高度集中，核心出现物质对流，包层无对流。对于质量小于$2M_{\odot}$的主序星，核心中氢燃烧的方式以质子-质子反应为主，产能率对温度的依赖较不敏感，核心无物质对流，在表面附近存在对流区。

观测表明，除了质量很大的恒星以外，对于大多数恒星，至少在它们一生中的大部分时间内，质量损失是微不足道的，以至在主序演化阶段以及在尔后的大部分演化时间内可以认为恒星的

质量保持固定。因此，主序星不会沿着主序而应离开主序演化。

三、脱离主序演化

随着时间的推移，只要主序星的核心与包层之间不存在物质混和，核心内的氢燃料得不到补充，便不可避免地在减少，而氦逐渐增多。当核反应产生的能量不足以维持恒星辐射的损失时，核心缓慢地收缩，引起温度上升，产能率增加。当核心中的氢几乎全部耗尽，变成一个氦核(其质量约占恒星总质量的12%)时，仍拥有丰富氢燃料的包层中紧靠核心的层的温度上升到10^7开，氢燃烧在那里进行，恒星的产能区从核心移至核外的壳层。氢燃烧壳层加热周围的壳层，引起包层膨胀，恒星半径增加，有效温度降低，在赫罗图上恒星脱离了主序。小质量与大质量恒星在主序后的演化是不完全相同的，下面通过几个有代表性的恒星演化的模型序列来分别阐述。

1．$1M_\odot$ 恒星的演化　　质量相同但重元素丰度不同的恒星，它们的演化程是不完全相同的。重元素含量的多寡对物质的不透明度有很大影响，并且影响着恒星在赫罗图上的位置。一颗质量为$1\ M_\odot$、类似于太阳的恒星，重元素丰度取为1%，图10.37给出了它在赫罗图上的演化程和相应演化阶段的星体结构。

点1是核心氢燃烧点火时该星在主序上的位置。随着核心缓慢收缩，光度稍有增加。核心内氢耗尽，壳层氢开始燃烧时，它到达2，开始脱离主序。从2到3，恒星包层膨胀，包层内温度下降使物质不透明度增加，辐射输能受到较大的阻碍，以致包层中大部分区域出现了对流，对流成为输能的主要机制。

从3到4，壳层氢燃烧、核心收缩与包层膨胀在继续发展。脱离主序以后经过了5×10^8年，恒星的光度大约增加了1000倍，有效温度约为3000开，半径达$100R_\odot$，它变成一颗红巨星。

当核心收缩，密度增加到超过10^8千克/米^{3}时，电子气不再遵

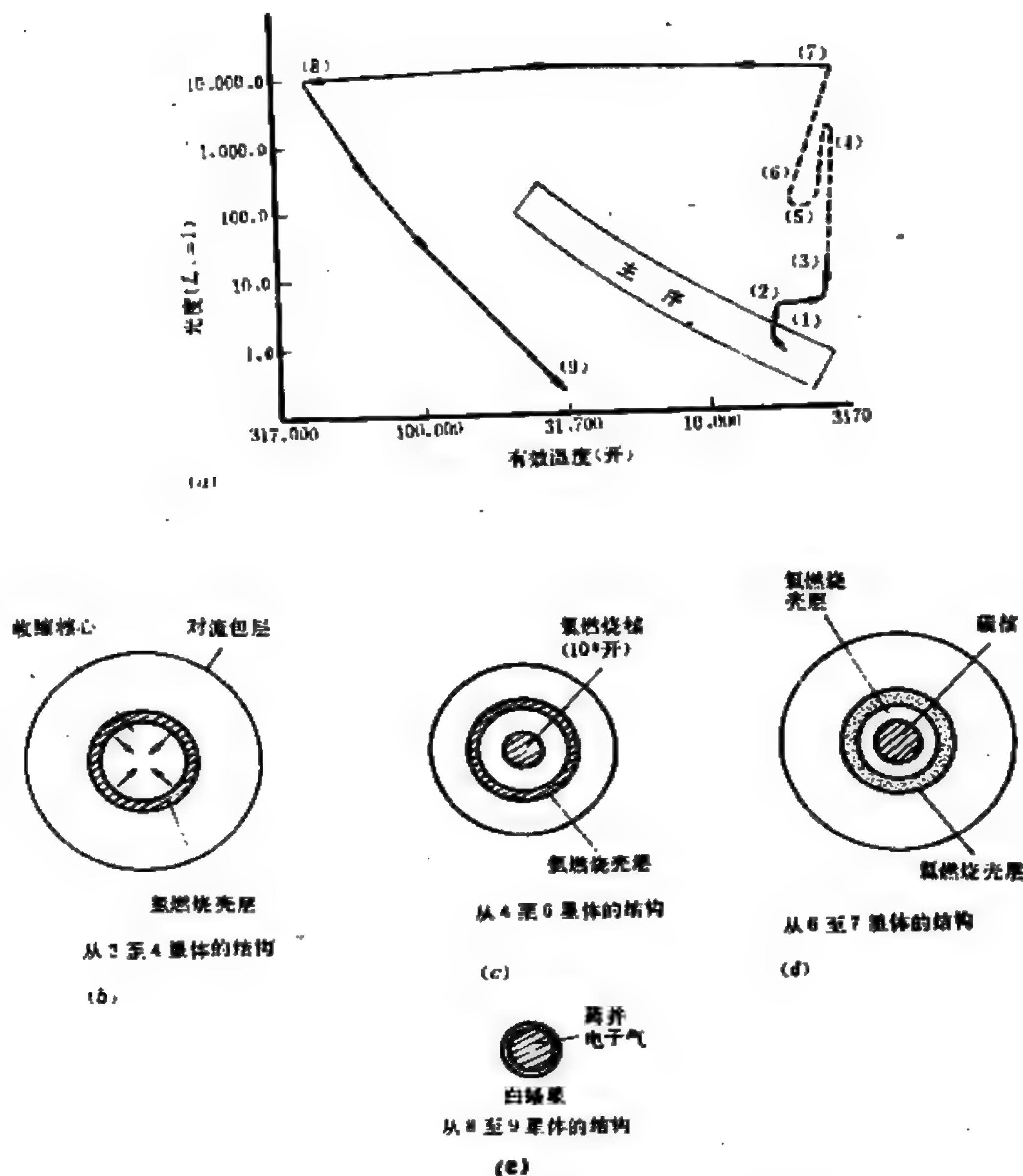


图 10.37 （a）与太阳类似的 1 $M_{\odot}$ 恒星在赫罗图上的演化程；（b）—（e）星体结构的相应演变

循理想气体的规律，形成简并核心。在点 4，恒星的中心温度达到 3 α 反应所需的（1 ～ 2）$\times 10^{8}$ 开，氦开始燃烧。由于简并核心能迅速传导热能，一旦3α反应在中心点火，热能很快传遍整个核

心，氦燃烧在核心全面点火。如果核心是由理想气体组成的，则这种爆发性的点火应使温度和压力都增加，引起核心膨胀。但是，由于核心是简并的，温度上升不增加压力，所以核心并没有膨胀，而3α反应加快，产生更多的能量，从而又引起温度进一步上升……。在氦核内这种失去控制的突然燃烧过程称为氦闪。当温度达到3.5×10^8开时，电子气简并解除，压力激增，核心膨胀和冷却。氦闪是在十分短促的时间内发生的，大概只有几分钟，光度可达$10^{11}L_\odot$！这都是理论上的推算，至今还没有观测到恒星的氦闪现象。

氦闪之后，核心释放的能量迫使星体膨胀，并引起仍提供大部分能量的氢燃烧壳层内的温度和密度减小，恒星的光度下降，向左下方移动，到达5。此时，核心内氦在燃烧，核外有一个氢燃烧壳层。通过3α反应，核心内的氦终于全部聚变成碳，核心停止产能，氦燃烧在核外的一个壳层内继续，再外面是氢燃烧壳层。燃烧着的壳层使包层膨胀，跟脱离主序时的情形相仿，恒星移到了6，核心内的电子气又变成简并的。

3α反应的速率对温度变化十分敏感。星体只要稍微收缩，氦燃烧壳层中的温度和产能率便增加，压力也增加。然而增加的压力超过了引力，引起包层膨胀。膨胀使温度、产能率和压力都减小，引力又占上风，星体收缩。于是，壳层氦燃烧使恒星不稳定，收缩和膨胀交替发生，这种缓慢的脉动每隔几万年出现一次。脉动的振幅逐渐增大，演化到7，冷的外层被抛出，留下高温核心，恒星很快移至8。抛出的气壳形成行星状星云，核心成为行星状星云的中央星。核心不能再收缩加热到碳燃烧点火的温度，大约过了75000年，它移至9，变成一颗主要由碳组成的白矮星。白矮星没有能源，它将一直冷却下去，简并电子压力始终抗衡住引力，最后成为看不见的“黑矮星”。

2．球状星团中的恒星的演化　对于球状星团中的恒星，重

元素丰度比太阳附近的恒星低得多，质量一般比太阳小些。图10.38给出了质量分别为$0.8M_{\odot}$和$0.7M_{\odot}$的恒星脱离主序后的演化程。演化程上小圆圈旁的数字表示从核心氢燃烧开始至该点所经历的以10亿年为单位的时间，红巨星支旁的数字表示从箭头所指的点演化到红巨星支顶端所需的时间，以100万年为单位。到达红巨星支下端的时间与恒星质量有关，但沿红巨星支上升的时

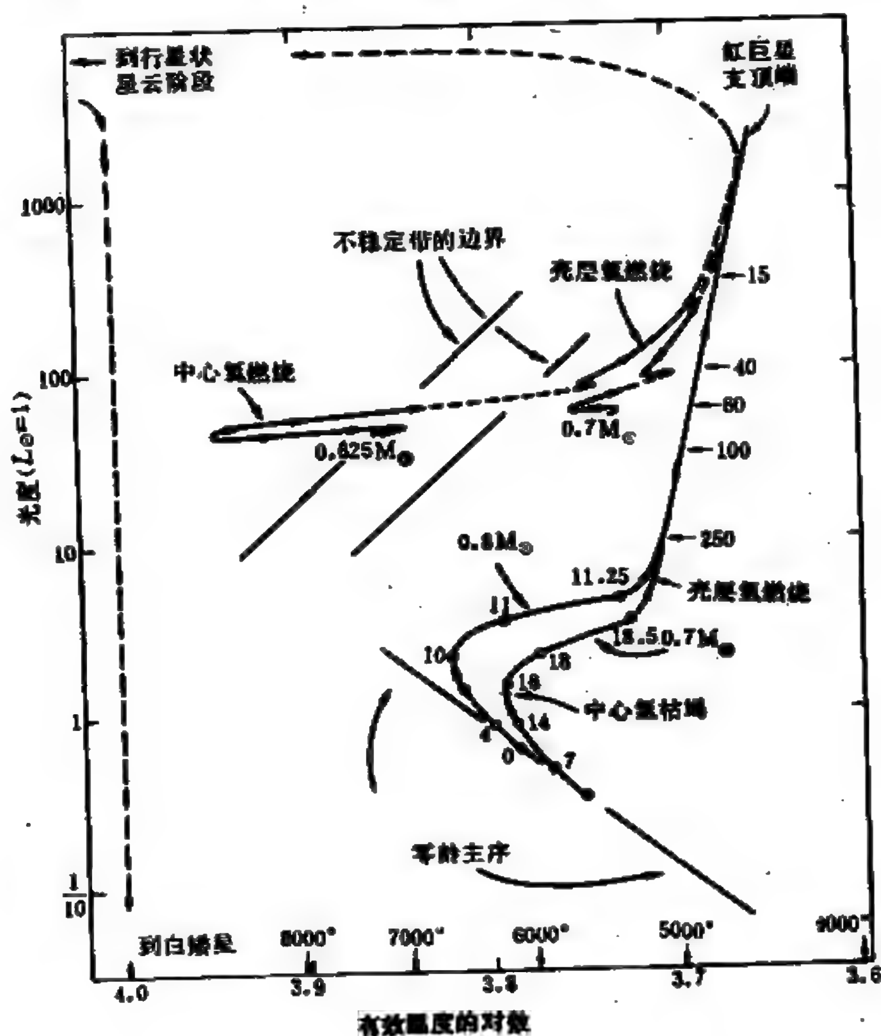


图 10.38　低重元素丰度、质量为$0.8M_{\odot}$和$0.7M_{\odot}$的恒星在赫罗图上的演化程

间几乎不依赖于恒星质量，而与化学成分有关。

在红巨星阶段，恒星经过氦闪，核心开始氦燃烧，同时通过强烈的星风损失了一些质量，质量分别减小到$0.7M_\odot$和$0.625M_\odot$，恒星很快从红巨星支顶端移至水平支。在水平支上，恒星的光度大致是恒定的，有效温度在变化。理论计算表明，球状星团赫罗图上的水平支是核心氦燃烧的恒星的序列，质量越大的星越靠近右端，演化程的形状与化学成分密切相关。恒星在水平支上左右移动数次，当核心中氦枯竭后，折向右端，氦燃烧移至核外壳层，恒星依次向行星状星云中央星和白矮星演化。

3．$5M_\odot$恒星的演化　作为质量较大的恒星演化的代表，图10.39给出了重元素丰度为2％的$5M_\odot$恒星在赫罗图上的演化

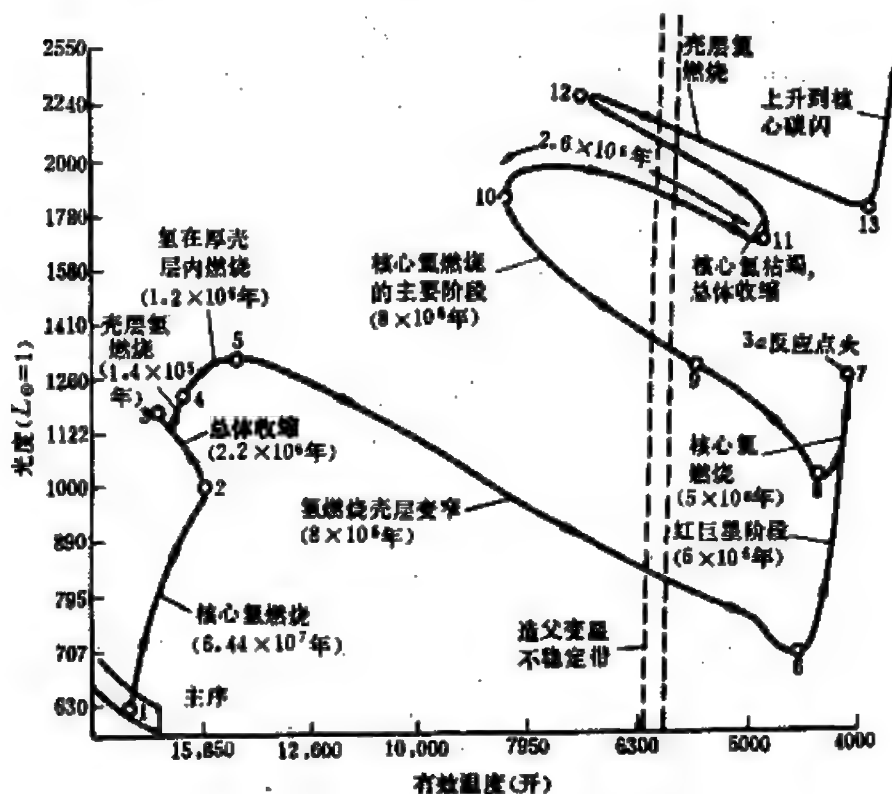


图 10.39　$5M_\odot$恒星在赫罗图上的演化程

程。演化程上的小圆圈划分了主要的演化阶段，每一阶段经历的时间已标出。

跟小质量恒星的情况不同，对于质量约大于2 $M_\odot$的恒星，氢枯竭后的氦核不是简并的，它抗衡引力的能力不如简并的核心。随着氢燃烧壳层向外转移，所生成的氦不断加入核心，核心的质量在增长。但这种增长是有限度的，当核心质量大约超过恒星质量的10%时，向外的压力抵抗不住向里的引力，出现了不稳定性：核心迅速收缩，包层膨胀，恒星半径很快增加，在图10.39上对应于5至6。

非简并氦核的收缩比小质量恒星的简并氦核的收缩快得多，这个演化阶段的时间相当短，因此观测到正处在这个演化阶段的恒星必定很少。疏散星团复合的赫罗图（见图10.7）为此提供了明显的证据：在主序和巨星支之间有一个星数很少的区域，称为赫氏空区①，表明大质量恒星从脱离主序演变到巨星的过程是相当迅速的。

在图10.7中，各个疏散星团主序的上部都向右方弯曲，这也是恒星从主序向巨星支演化的观测证据。恒星正在脱离主序的点就是转向点。不同的疏散星团在赫罗图上转向点的位置各不相同。由于质量大的恒星比质量小的恒星演化快，一个转向点位置较高的疏散星团，表明其中质量较大的恒星尚未脱离主序，因此是一个较年轻的星团；反之，对于一个转向点位置较低的疏散星团，质量大的恒星已到达巨星支，轮到质量较小的主序星正在脱离主序，因此该星团的年龄较大。于是根据恒星演化理论，可以由转向点的位置来计算疏散星团的年龄。这样推算的年龄已在图10.7右边的纵坐标注出。

由于大质量恒星的氦核不是简并的，因此不会发生氦闪，3α

---

① 赫氏指赫茨普龙。

反应的点火较温和地进行。核心氦枯竭以后，演化的细节尚不清楚。碳核大概将变成简并的，当碳核收缩，温度上升到碳燃烧点火时，发生爆发性的碳闪，可能导致超新星爆发，遗留下的核心变成了中子星或黑洞。

质量较大的恒星脱离主序以后在赫罗图上左右来回移动期间有几次经过造父变星不稳定带，其中以3α反应点火以后核心氦燃烧阶段的经过时间最长，经典造父变星应是处于这一演化阶段的恒星。

对于质量在$50M_{\odot}$以上的特大恒星,必须考虑演化过程中质量遭受巨大的损失。它们的核心在包层丧失之后应显露出来，因而核反应的产物,诸如丰度很高的碳和氧在星面上可能被观测到,成为WR星。

四、密近双星的演化

双星中的两颗子星一般假设是同时形成的，因为银河系内恒星的空间分布密度非常小，以致两颗单星在运动过程中彼此靠近而俘获,形成由不同年龄的子星组成的双星系统的几率是极小的。对于两子星相距甚远、在演化过程中始终不能充满它们的洛希瓣的双星，子星的演化跟单星演化一样，质量大的比质量小的演化快。但对于密近双星，它们是半相接或相接双星，两子星间的质量交流在很大程度上影响着子星的演化。其中最著名的例子是大陵五

大陵五属于半相接双星。甲子星是半径较小的主序星；乙子星为半径较大的亚巨星，充满洛希瓣。乙子星已脱离了主序，比甲子星演化快，但奇怪的是乙子星的质量却比甲子星小。一些与大陵五同类型的食双星也有类似的反常现象。在六十年代后期以前，天文学家对这个现象感到迷惑不解，称作“大陵佯谬”。后来大量计算了有质量交流的密近双星的演化，才澄清了这个佯谬。

在图10.40中，左边的子星以乙标记，右边的以甲表示，"×"表示双星系统的质量中心的位置。甲和乙原先都是主序星，最初乙的质量较大，甲质量较小，如图中最上面的情况。乙子星演化快，在核心氢燃烧阶段就已充满它的洛希瓣，开始将物质转移给甲子星。这个物质转移的过程进行很快，大约仅过了一万年，乙子星将其大部分质量转移到甲子星。由于时间短，因此发现正处在这一大规模质量转移阶段的双星的几率是很小的，也许天琴β是一个例子。随着物质从乙子星流向甲子星，双星系统的质量中心自乙向甲移动。现在观测到的许多大陵型食双星就是处在最下面两个图表示的阶段：甲子星的质量超过了乙子星，成为双星中的主星，它是蓝色的主序星，尚未充满洛希瓣；乙子星已演化成红色的亚巨星，仍有物质流向甲，但已缓慢得多。

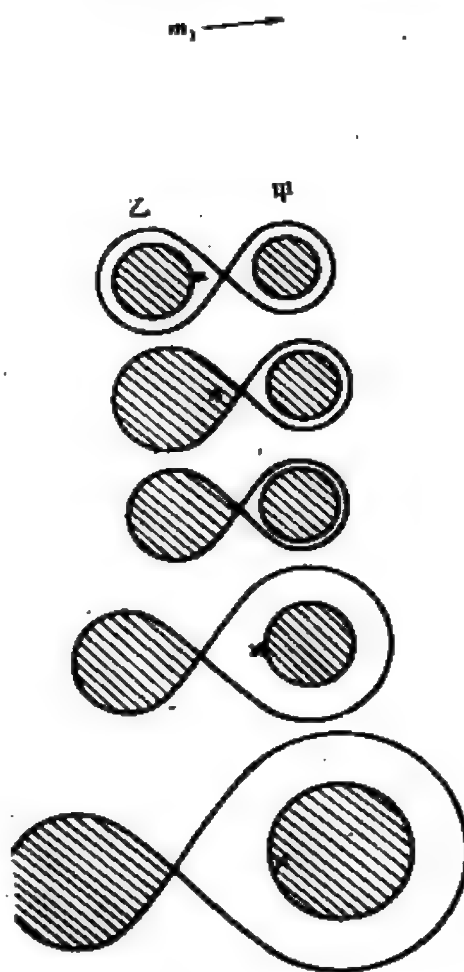


图 10.40　大陵佯谬的解释

密近双星中原先质量较大的子星开始充满它的洛希瓣时可能处在不同的演化阶段，除了上述的核心氢燃烧阶段外，还有核心氢枯竭、壳层氢燃烧阶段或核心氦燃烧、壳层氢燃烧阶段开始充满洛希瓣等情况。大量的计算表明，选取两子星初始质量的不同组合，对于不同演化阶段开始充满洛希瓣的若干个模式，有可能解释

子星类型不同的密近双星系统，如一颗子星是白矮星或是WR星等。

五、恒星内部的核合成

恒星在演化过程中，内部进行的核反应把较轻的元素变成较重的元素，逐渐改变着内部的化学成分。核合成这个名词是指在核反应中新的元素的产生。研究恒星内部的核合成过程就是研究

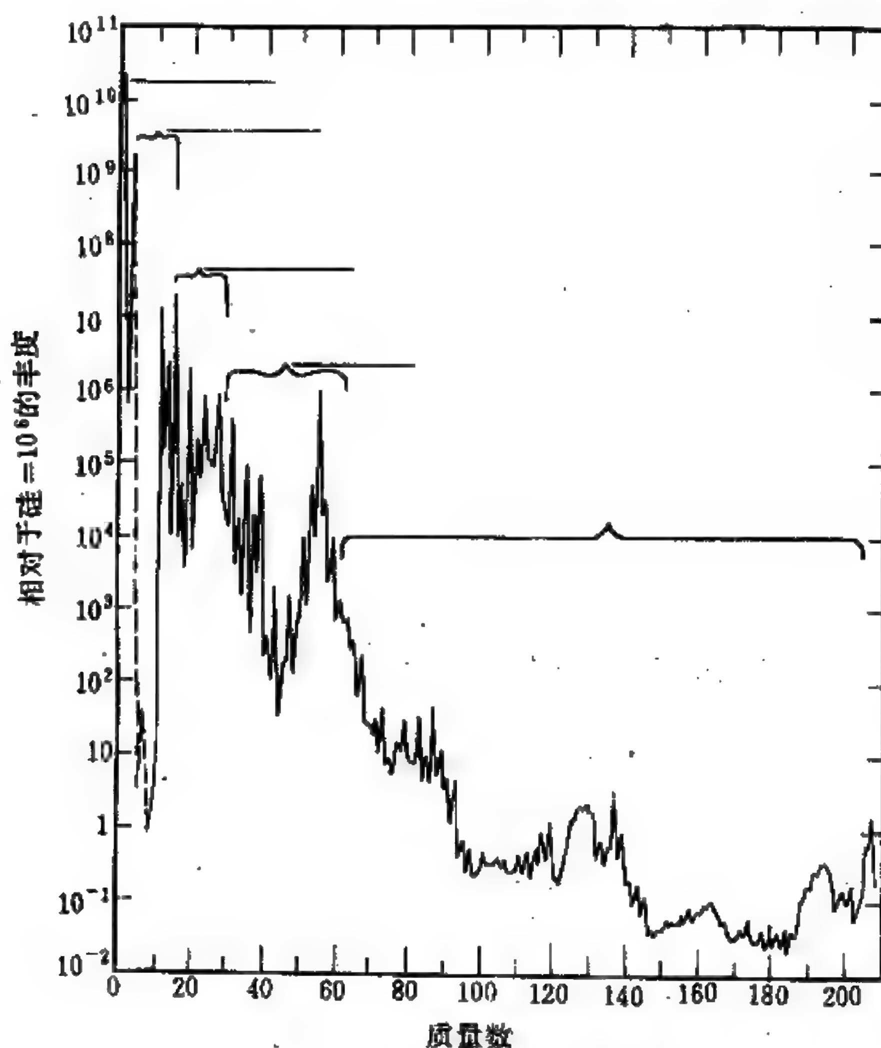


图 10.41　太阳系元素的相对丰度曲线

恒星的化学演化，对于了解宇宙中各种化学元素的起源有重要意义。

1937年戈尔德施米特（V. M. Goldschmidt）最先研究了太阳系的元素丰度。图10.41是后来的科学家根据对陨石的化学成分分析得出的太阳系元素的相对丰度曲线。最轻的元素氢和氦的丰度远远高于其他元素；元素丰度总的趋势是随质量数增加而减小，但存在一些起伏，最明显的是锂、铍和硼的丰度比邻近的元素低得多，而铁附近的元素（铬、锰、铁、钴和镍）的丰度有峰值，叫做铁峰，这些铁峰元素的原子核是结合得最紧密的原子核。

为了探讨元素的起源以及解释在自然界中的丰度分布，伯比奇夫妇（G.R.Burbidge，E.M.Burbidge）、福勒（W.A.Fowler）和霍伊尔在五十年代联系恒星演化研究了在恒星内部的温度和压力条件下可能的一些核合成过程，通过这些过程从最轻的元素一步步合成了各种重元素，从而奠定了这一领域的研究基础。其中美国物理学家福勒因此而获得1983年诺贝尔物理学奖。

从氢出发，经过种类繁多的核反应，聚变成越来越重的元素。在每一种聚变反应中产生的新元素通常成为下一种聚变反应的原料。随着作为原料的元素的质量数增加，参加反应的原子核应有更高的速度才能克服原子核增加的库仑势垒，彼此接近到使得短程的核力起作用，发生聚变反应。这就要求更高的温度，因而只有质量更大的恒星才能胜任。由于铁峰元素结合得最紧密，进一步的聚变需要吸收能量，因此即使在质量很大的恒星内，核聚变在铁生成后便停止。表10.1列出了恒星内部主要的核聚变反应阶段以及所需的核心温度和相应的最小的恒星质量。对于 $1\,M_{\odot}$ 的恒星，只能聚变到碳和氧，而质量大于 $5\,M_{\odot}$ 的恒星可以合成比氧、氖和钠更重的元素。虽然大质量恒星的数目很少，但它们对于许多重元素的形成起着决定性的作用。

当星核中的温度达到 4×10^{9} 开时，几乎所有的原子核都变成

表 10.1 恒星内部主要的核聚变反应阶段

反应阶段	燃 料	主要产物	核心温度（开）	最小的恒星质量（$M_\odot$）
氢燃烧	氢	氦	$1 \sim 3 \times 10^7$	0.1
氦燃烧	氦	碳 氧	2×10^8	1
碳燃烧	碳	氧 氖 钠 镁	8×10^8	1.4
氖燃烧	氖	氧 镁	1.5×10^9	5
氧燃烧	氧	镁至硫	2×10^9	10
硅燃烧	镁至硫	邻近铁的元素	3×10^9	20

了铁峰元素的原子核，它们最高的结合能和稳定性使得铁峰元素相对于附近的元素具有较高的丰度。

关于比铁峰元素更重的元素的形成，主要是通过中子俘获过程实现的。从铁峰元素开始，中子俘获反应使原子核的质量数增加，但原子序数或核电荷数并没有提高，即接连产生了同一种元素的较重的同位素。这些中子过多的原子核是不稳定的，会发生 β 衰变，一个中子发射一个电子成为质子，导致原子序数增加，产生了新的元素。β 衰变应继续下去，直至核内的质子与中子数达到一定的比率，形成稳定的原子核。

恒星内部进行的核反应中有些能产生中子，成为提供自由中子的源。在研究中子俘获过程时，必须考虑到中子俘获和 β 衰变的速率。在通常条件下，自由中子的数目是不多的，中子俘获比 β 衰变慢，一个被原子核俘获的中子在另一个中子被俘获之前就已衰变成质子，形成富含质子的原子核。这个过程称为慢过程，可

能发生在红巨星的核心内。大约在10^5年的时间内通过慢过程形成了直至铋209的所有元素。更重的元素由于会很快裂变成铅，不可能由慢过程形成。

如果自由中子来源非常丰富，中子俘获比β衰变快，一个被原子核俘获的中子还没有进行β衰变之前，原子核又俘获了若干个中子，形成富含中子的原子核。这个过程叫做快过程，它在几秒钟内导致比铅更重的元素的形成，例如钍、铀直至锎254。快过程应发生在超新星爆发的很短时间内。在极其丰富的自由中子源丧失后，新生的原子核通过β衰变变成质量数相同的稳定原子核。

锂、铍和硼是非常不稳定的元素，在较低的温度下就跟质子反应，变成氦。因此它们不可能在恒星内部的核合成过程中幸存下来，而应当产生于恒星大气内，大概与耀斑或其他使粒子加速从而发生核反应的活动过程有关。例如在活动频繁的金牛T型星的光谱中有很强的锂线。这些元素能否在恒星大气中保存取决于表面之下对流区的深度，如果对流引起的物质混和将它们带至较深的层，它们就会在核合成过程中被毁灭。

如果星际物质中存在的各种元素除了氢以外都是在恒星内部的核合成过程中产生的，则它们或者通过迅速的混和过程从恒星内部转移到表面，然后由星风和抛射等机制输入星际空间；或者经大规模的超新星爆发成为星际物质。理论研究表明，恒星内部的混和过程并不能很有效地将大量物质从内部带至表面，超新星是星际物质中重元素的主要来源。

观测已表明宇宙中物质的化学成分是在变化着，例如，年老的球状星团中的恒星金属丰度比太阳附近的恒星低得多，它们是银河系形成初期诞生的第一代恒星。随着第一代恒星化学演化的进展，越来越多的在恒星内部合成的重元素被抛入星际空间，增加了星际物质中重元素的丰度。后来由星际物质形成的第二代、第三代恒星就拥有较多的重元素。

最后指出，恒星内部核合成的理论已能成功地解释重元素丰度的分布，但它预言的氦丰度比观测值低得多。为此，关于宇宙中元素的起源问题现在流行分成两个阶段来研究。第一个阶段是在宇宙的早期，那时形成了大量的氦(见§12.8)。本节阐述的至今仍在继续的恒星内部的核合成是第二个阶段，形成了大部分重元素。

第十一章　银　河　系

§11.1　银河和银河系

一、银河

在晴朗无月的夜晚，翘首仰望，可以看到一条淡淡发光的带横贯天穹，它从地平上某处向上伸展，达到最高点后，浩浩荡荡地向另一方向的地平奔泻而去，气势磅礴。当然，在地平之下它继续延伸，形成了一条环绕整个天穹的光带，它的中线大致为天球上的一个大圆。这条光带叫做银河。在我国古代另有天河、银汉、星河等名称，在欧洲则冠以“牛奶路”的美名。

银河在天鹰座与天赤道相交，在北半天球它流经天鹅、蝎虎、仙王、仙后、英仙、御夫、金牛、双子和猎户等星座。跨入南半天球，它穿越麒麟、大犬、船尾、船帆、船底、南十字、半人马、圆规、矩尺、天蝎、人马和盾牌等星座，返回天鹰座。银河自天鹅座向南被叫做“大分叉”的黑暗区域分成两条支流。西边的一支比较短，在天鹅座相当明亮，在天鹰座尚可分辨，最终消失在蛇夫座里。东边的一支蜿蜒地流经狐狸、天箭、天鹰、盾牌，汇入人马座。

银河各部分的宽窄和明暗程度相差甚殊。有的地方宽度只有4°～5°，有些部分则达到30°，平均约20°。从天鹅经天鹰至人马座的一段银河十分明亮，并且在人马座达到了最大的亮度和宽度(图11.1)。然而，银河从天鹅经仙后至大犬座的部分比“大分叉”两侧的支流都暗弱得多，尤其在御夫座和金牛座中成了很不显



图 11.1 人马座中的银河

眼的"溪流"。银河从人马经天蝎至船底座的部分也相当明亮，但在我国广大地区流经半人马、南十字和船底等星座的一段却隐没在南方地平线下，不能看到。

二、银河系的发现

银河并不是天上的什么河流，即使用很小的望远镜观测，就可看出它是由大量恒星组成的，很多的星密集在一起，肉眼未能分辨为个别的星，便把它看做一条光亮的带。在银河的某些部分，例如在人马、天鹅、盾牌、船底等星座，暗弱的星密密麻麻地聚集成"恒星云"(图11.2)。除了各种各样的恒星以外，沿银河还可看到亮星云、暗星云以及由恒星组成的星团和星协。

伽利略是第一个用望远镜发现银河由恒星组成的人。在十八世纪，瑞典哲学家斯维登堡(E.Swedenberg)将银河描述成球形的旋转着的恒星系统，而宇宙中充斥着这类球形的系统。英国的赖特认为银河是由同心的恒星环构成的巨大圆盘。康德用牛顿力学代替赖特的臆测，以旋转来解释银河的形状，推进了这种圆盘的见解。



图 11.2 盾牌座中的恒星云，有银河的"宝石"之称

十八世纪后期，威廉·赫歇耳用自制的反射望远镜进行了系统的恒星计数的观测，他计数了117600颗星，藉此企图确定恒星系统的大小和结构。从每一视星等的恒星的计数，他估计了各个方向在不同距离上的恒星分布。由于不知道恒星的光度，他选择天狼星作标准星，而确定相对于天狼星的距离，从而得出恒星系统的一幅相对形状的图象。在暗星数目多的方向上，系统伸展得远；在暗星数目少的方向上，系统的边缘靠近太阳。威廉·赫歇耳断定恒星系统呈扁盘状，太阳离扁盘中心不远。由于在他的研究中包含着恒星的光度都相同的过分简化的假设以及不知道星际消光的存在，致使他得出的结论并不都是正确的。

威廉·赫歇耳之后，其子约翰·赫歇耳在十九世纪将恒星计数工作扩展到南天。另一些天文学家也从事恒星空间分布的探讨，但这个问题受到恒星距离难以测定的困惑。

二十世纪初，天文学家开始把以银河为表观现象的扁盘状恒星系统称为银河系。

1901年，卡普坦应用统计视差(见§11.2)的方法测定恒星的平均距离，并为由恒星计数得出的银河系的轮廓提供了距离的尺

度。他求得银河系的直径为8千秒差距，厚2千秒差距，太阳离中心在2.5千秒差距以内。卡普坦曾经担心的、后来证明是重要的星际消光掩没了遥远的恒星，使得他得到的银河系大小的数据偏小，而且导致太阳近于居中的错误观点。

1915年，沙普利注意到球状星团在空间的分布与恒星不同，它们并不沿银河聚集，有许多散布在远离银河的地方，但在人马座方向数目最多。为了解释这种奇特的分布，有两种可能的选择。其一是假定太阳位于银河系中心(以下简称银心)，而球状星团的空间分布相对于银心不对称。其二是假定球状星团相对于银心作对称分布，而太阳位于远离银心的地方。沙普利采纳了后一种选择。

沙普利在一些球状星团内证认了他以为是造父变星的恒星，其实后来证明它们是天琴RR型星。他利用勒维特发现的造父变星的周光关系，并用统计视差法定出周光关系的零点后，测定了球状星团离太阳的距离，由方向和距离得出它们的空间分布。他假定球状星团空间分布的中心就是银心，并计算太阳离银心的距离。1918年，他提出了太阳不在中心的银河系模型。

沙普利在其研究中也有失误：他把球状星团内的天琴RR型星误认为是造父变星，使用了不合适的周光关系；他用统计视差确定的周光关系零点误差太大；他忽略了星际消光。这些失误造成的总的后果是夸大了银河系的尺度，他得出的银河系直径达80千秒差距，太阳离银心20千秒差距。然而，沙普利把太阳从银心的地位上移走是继哥白尼之后人类第二次破除了自己处于宇宙中特殊地位的观念，其意义之重大是毋庸置疑的。

在二十年代发现了银河系自转以后，沙普利的银河系模型得到了天文界的公认。银河系是一个扁盘状的庞大的恒星系统，本书自第四章以来介绍的形形式式的天体都是银河系的成员。银心在人马座方向，这个方向正是银河最亮和最宽的部分。太阳远离银心，但位于扁盘的对称面附近，因而从地球上观测，沿盘面方

向看到的星很多，沿垂直于盘面方向看到的星很少，形成了银河以及它的中线大致是天球上的一个大圆的现象。

三、银道坐标系

正如在讨论太阳系内行星的位置和运动时，使用黄道坐标系是最方便的一样，建立一个银道坐标系对于描述银河系内恒星的空间分布和运动也是最方便的。在天球上沿着银河画出的一个大圆叫做银道，它跟银河的中线非常接近。银道所在的平面叫做银道面，取为银道坐标系的基本平面。银道两侧与银道相距90°的两点分别称为北银极和南银极，以Π和Π'表示（图11.3，图中还绘出了天赤道、北天极P和南天极P'）。

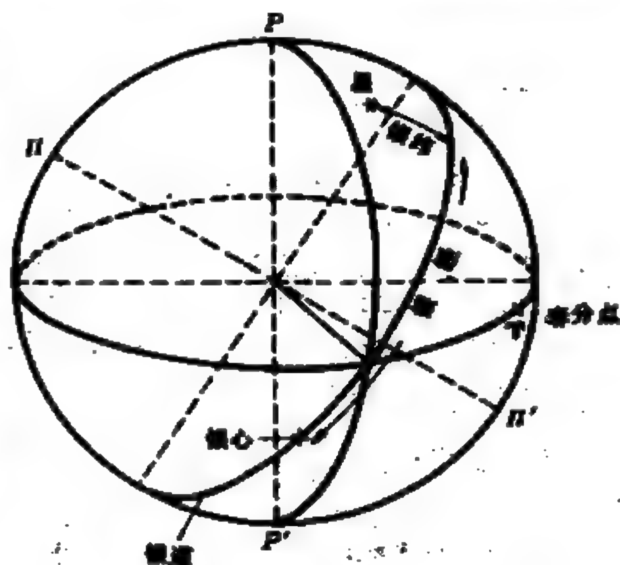


图 11.3 银道坐标系

银道与天赤道的交角$i=62°36'$，北银极的赤道坐标为$\alpha=12^h49^m$，$\delta=27°24'$（1950.0）。

规定银纬自银道量起，从0°至90°，向北为正，向南为负，以b表示。银经以l表示，沿银道按逆时针方向计量，从0°至360°。在1958年以前，银经的起点取为银道对天赤道而言的升交点Ω。1958年，国际天文学联合会第十届大会作出决定，银经改由银心的方向量起，该方向的赤道坐标为$\alpha=17^h42.4^m$，$\delta=-28°55'$（1950.0）。

银道升交点的赤经$\alpha_\Omega=18^h49^m=282°15'$（1950.0），它的银

图 11.1 银河系全景

经$l_{\Omega}=33°00'$ (1950.0)。用球面三角的基本公式不难推出银道坐标与赤道坐标互相转换的公式：

$$\left.\begin{aligned}\sin b&=\sin\delta\cos i-\cos\delta\sin i\ \sin(\alpha-\alpha_{\Omega}),\\ \sin(l-l_{\Omega})\cos b&=\sin\delta\sin i+\cos\delta\cos i\sin(\alpha-\alpha_{\Omega}),\\ \cos(l-l_{\Omega})\cos b&=\cos\delta\cos(\alpha-\alpha_{\Omega});\end{aligned}\right\}\quad(11.1)$$

$$\left.\begin{aligned}\sin\delta&=\sin b\ \cos i+\cos b\ \sin i\ \sin(l-l_{\Omega}),\\ -\sin(\alpha-\alpha_{\Omega})\cos\delta&=\sin b\ \sin i-\cos b\ \cos i\sin(l-l_{\Omega}),\\ \cos(\alpha-\alpha_{\Omega})\cos\delta&=\cos b\ \cos(l-l_{\Omega})。\end{aligned}\right\}\quad(11.2)$$

图11.4是由许多照片拼成的银河系全景，整个天球投影在银道坐标系中，银河横贯中部，北银极在上，南银极在下。

四、恒星的计数

威廉·赫歇耳最先用目视恒星计数的方法来研究恒星的空间分布和银河系的结构。照相术发明之后，一般都用照相方法来进行恒星计数的工作。通过照相测量定出恒星的赤经、赤纬和视星等，把结果列成表，然后计数出在某一天区一平方度内属于某一视星等范围内的星数。由于暗星的数量大，要想直接计数全天各个区所有恒星的数目是不现实的。一般是选择一些具有代表性的天区，例如既不是星特别多的又不是星际消光特别厉害的区域，来进行计数，把对这些选区的计数结果平均起来，乘以全天的平方度数（等于41253），就得到所求的星数。恒星计数是很繁重的工作，需要全世界很多天文台合作进行长期的观测和资料处理才能完成，但它对银河系的研究是必不可少的。

1. **西利格定理**　若以$A(m)$表示视星等在$m-\frac{1}{2}$与$m+\frac{1}{2}$之间的星数，以$N(m)$表示从最亮的一直到m等为止的恒星的数目，则两者之间显然有如下的关系：

$$N(m)=\sum_{m=-\infty}^{m} A(m). \qquad (11.3)$$

式中求和的下限虽然写成$-\infty$，但事实上最亮的恒星是天狼星，$m=-1.6$，也就是说$A(-3)$、$A(-4)$……都等于零。(11.3)式的逆式为

$$A(m)=N\left(m+\frac{1}{2}\right)-N\left(m-\frac{1}{2}\right). \qquad (11.4)$$

在进行理论分析时可以把求和改为积分，把(11.3)和(11.4)式写成

$$N(m)=\int_{-\infty}^{m} A(m)dm, \qquad (11.5)$$

$$A(m)=\frac{dN(m)}{dm}. \qquad (11.6)$$

1889年，西利格(H. Von Seeliger)导出了一条定理：假设空间完全透明，并且各种光度的恒星均匀地分布其内，则

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} \doteq 3.98. \qquad (11.7)$$

现在来证明这个定理。在空间完全透明和恒星均匀分布的条件下，对于光度相同的恒星，显然，不暗于星等m的恒星数目应跟r^3成正比，而r是与星等m相对应的距离。对于绝对星等为M_1的恒星，由(8.9)式得

$$r=10^{1+0.2(m-M_1)},$$

因此

$$N_1(m)=k_1r^3=C_1\times10^{0.6m},$$

其中k_1为一常数，而

$$C_1=k_1\times10^{3-0.6M_1},$$

同样，对于绝对星等为M_2的恒星有

$$N_2(m)=C_2\times10^{0.6m}.$$

对各种光度的恒星相加得

$$N(m)=N_1(m)+N_2(m)+\cdots=(C_1+C_2+\cdots)\times 10^{0.6m},$$

或

$$N(m)=C\times 10^{0.6m}, \tag{11.8}$$

其中

$$C=C_1+C_2+\cdots.$$

从(11.8)式得

$$\frac{N(m+1)}{N(m)}=10^{0.6}=3.98.$$

这就是西利格定理。

微分(11.8)式，得

$$A(m)=\frac{dN(m)}{dm}=\frac{0.6C}{\text{mod}}\times 10^{0.6m}=C'\times 10^{0.6m}, \tag{11.9}$$

其中mod代表lg$e$，等于0.43429，C'为另一常数。因此对于$A(m)$也有跟$N(m)$一样的结论：

$$\frac{A(m+1)}{A(m)}=3.98. \tag{11.10}$$

2. 恒星的数目　恒星计数的结果如表11.1所列，其中$N(m)$是对全天而言从最亮的一直到照相星等为m等的恒星的数目，只保留三个有效数字。$N(m,0)$和$N(m,90)$分别是银道和北银极附近的值，两者之比是恒星向银道面集中的程度——银面聚度——的一种量度。

从表11.1可以看出，对于任何m值，$\frac{N(m+1)}{N(m)}$都小于3.98，这表明推导(11.7)式所作的两个假设有问题：恒星在银河系里不是均匀地分布，空间也不是完全透明的。$\frac{N(m,0)}{N(m,90)}$一栏的数据说明银河系内恒星确实密集成盘状，星越暗弱，垂直于

表11-1 $N(m)$的统计结果

m	$N(m)$	$\frac{N(m+1)}{N(m)}$	$\frac{N(m,0)}{N(m,90)}$
4	357	2.88	3.4
5	1,030	2.85	3.4
6	2,940	2.80	3.4
7	8,240	2.77	3.5
8	22,800	2.72	3.6
9	62,100	2.67	3.9
10	166,000	2.61	4.3
11	432,000	2.54	4.8
12	1,100,000	2.47	5.6
13	2,710,000	2.39	6.8
14	6,470,000	2.31	8.4
15	14,900,000	2.22	10.4
16	33,100,000	2.12	13.2
17	70,300,000	2.03	16.6
18	143,000,000	1.93	21.0
19	275,000,000	1.84	27.0
20	506,000,000	1.76	34.4
21	889,000,000	—	44.2

银道面方向的恒星相对来说数目越小。

从恒星计数的结果得到了一个经验关系

$$\lg\frac{dN(m)}{dm}=\lg A(m)=a+bm-cm^2, \quad (11.11)$$

其中a，b，c都是常数，c比a和b小得多。这些常数值由恒星计数的资料定出，不同的研究者得出的数值不同。

利用(11.11)式可以推算整个银河系的恒星数目。把(11.11)式改写为

$$A(m)=\frac{dN(m)}{dm}=10^{a+bm-cm^2}=e^{\frac{1}{\mathrm{mod}}(a+bm-cm^2)}$$

因此

$$N(m)=\int_{-\infty}^{m} e^{\frac{1}{\mathrm{mod}}(a+bm-cm^2)}\,dm\,. \qquad (11.12)$$

指数中括号内的式子可以变换如下：

$$a+bm-cm^2=a+\frac{b^2}{4c}-c\left(m-\frac{b}{2c}\right)^2.$$

引入新的变量

$$x=\left(m-\frac{b}{2c}\right)\sqrt{\frac{c}{\mathrm{mod}}}\,,$$

则(11.12)式变成

$$N(m)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{\pi\ \mathrm{mod}}{c}}\,10^{a+\frac{b^2}{4c}}\int_{-\infty}^{\left(m-\frac{b}{2c}\right)\sqrt{\frac{c}{\mathrm{mod}}}} e^{-x^2}\,dx.$$

当$m=\infty$时，上式变成

$$N(\infty)=\frac{D}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2}\,dx=D, \qquad (11.13)$$

式中D表示a，b，c的下列函数

$$D=\sqrt{\frac{\pi\ \mathrm{mod}}{c}}\cdot 10^{a+\frac{b^2}{4c}}. \qquad (11.14)$$

由(11.13)和(11.14)式推算，银河系内恒星的总数不下一千二百亿颗。

§11.2 恒星的运动

一、恒星的空间速度

古代的人以为恒星是固定不动的，因此把它们叫做"恒"星，以跟行星区别开来。1718年，哈雷把他测量的大角和天狼星的位置与托勒玫的观测结果作比较，发现这两颗星经过1500多年有了明

显的位移。实际上恒星不是固定不动的，每一颗恒星，包括太阳在内，都在银河系里运动着。对地球上的观测者来说，观测到的是恒星相对于地球的运动。作了地球公转和自转的改正后，便归算为恒星相对于太阳的运动，称为恒星的空间运动，其速度称为恒星的空间速度，以符号V表示。

恒星空间运动的方向是多种多样的。为了研究的方便，常把恒星的空间速度 V 分成切向速度 V_t 和视向速度 V_r 两个分量（图 11.5），它们都以千米/秒为单位。如果恒星在离开太阳，V_r 取正值；如果在接近太阳，V_r 取负值。空间速度、切向速度和视向速度在数值上的关系为

$$V^2 = V^2_t + V^2_r. \qquad (11.15)$$



图 11.5 空间速度分成切向速度和视向速度

1．切向速度和自行　　恒星的切向速度按照(10.1)式由自行μ算出。μ是总自行。在实际测定自行时（见§14.5），先得出赤经自行μ_α和赤纬自行μ_δ，然后才能计算总自行。恒星每年在天球上垂直于天赤道的位移等于μ_δ，与天赤道平行的位移等于$\mu_\alpha \cos\delta$（乘上$\cos\delta$ 这个因子是因为赤纬圈是小圆）。而

$$\mu_\alpha = n \csc 1'' \frac{d\alpha}{dt}, \quad \mu_\delta = n \csc 1'' \frac{d\delta}{dt}. \quad (11.16)$$

$\frac{d\alpha}{dt}$ 和 $\frac{d\delta}{dt}$ 是以弧度/秒为单位，而μ_α和μ_δ跟μ一样，都是以角秒/年为单位，所以需要乘上$n \csc 1''$这个因子。由于赤经常不是以度、角分、角秒为单位，而是以小时、时分、时秒为单位，所以若赤经自行也以时秒为单位，需乘以15，把时秒变成角秒。这

样就得到μ_α，μ_δ和μ在数值上的关系：

$$\mu^2 = (15\mu_\alpha\cos\delta\ )^2 + \mu_\delta^2. \qquad (11.17)$$

恒星在天球上的位移方向以自行的位置角ψ表示出来，ψ从北天极的方向沿逆时针方向量度，从0 到360 。由图11.6得

$$\mu\sin\psi = 15\mu_\alpha\cos\delta\ ,$$
$$\mu\cos\psi = \mu_\delta. \qquad (11.18)$$

而

$$\mathrm{tg}\psi = \frac{15\mu_\alpha\cos\delta}{\mu_\delta}. \qquad (11.19)$$

μ 总取为正。μ_α向东为正，向西为负；μ_δ向北为正，向南为负。在应用(11.19)式时，可以从该式右端分子和分母的符号来确定ψ是在哪一个象限。

从十八世纪中叶开始，到现在已测定了大约30万颗恒星的自行。恒星的自行一般小于0.1″/年，大于1″/年的只有400余颗。因此星座的形状在几千年内看不出有什么变化。自行最大的恒星是蛇夫座里的巴纳德星（图11.7），$\mu = 10.31''$/年。由于它离太阳非常近（见表8.2），其切向速度并不是特别大，$V_t = 88$千米/秒。



图 11.6 自行的两个分量

2．视向速度的测定　视向速度是根据多普勒效应由恒星光谱中谱线的位移得出的。在测量时，以地上实验室内静止光源的光谱作为标准，把恒星的光谱与之比较，测定在两个光谱中同一条谱线的波长差$\Delta\lambda$，然后按（8.28）式算出恒星相对于观测者的视向速度，该式中的λ_0是实验室内静止光源的谱线的波长。为了归算为恒星相对于太阳的视向速度，需作观测者运动的改正，如地球的公转和自转，若精度要求更高，还要作地球绕地

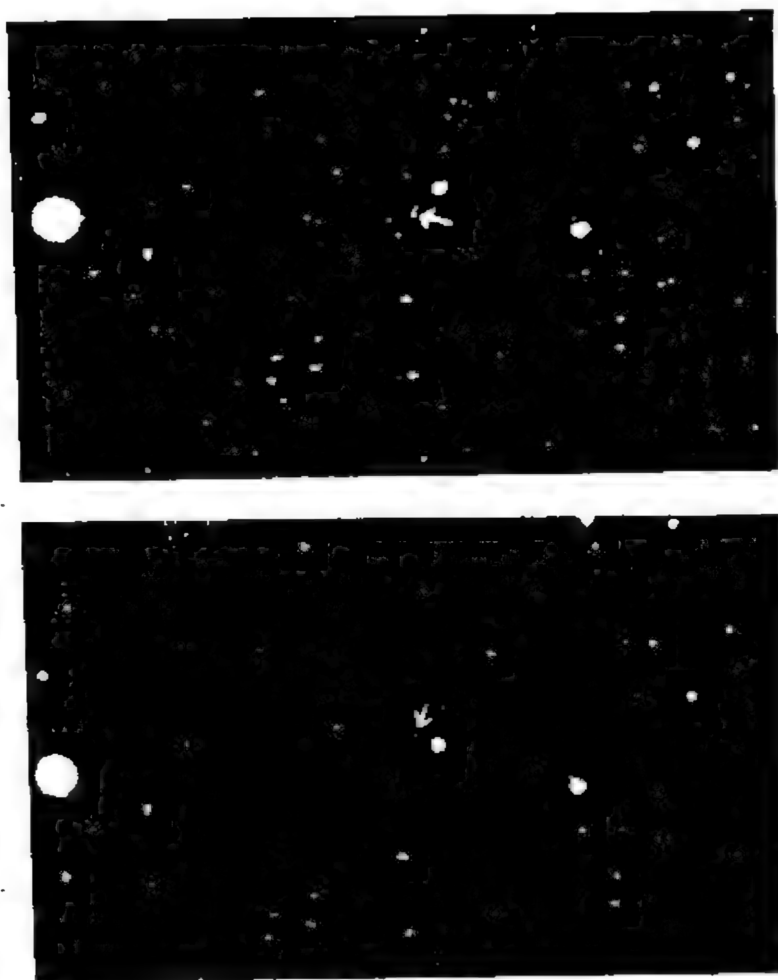


图 11.7　巴纳德星（箭头所指）的位移，两张照片相隔22年

月系质量中心的运动以及其他的改正。

测定恒星的自行必须在两个相隔很长的时刻上进行观测，而测定恒星的视向速度通常只需一次观测，因此系统观测误差较小，并且它不需要知道恒星的视差。然而，由于测定视向速度需要获得较大色散度的光谱，这只有对较亮的星才能实现。至今大约已测过 3 万颗恒星的视向速度，比有自行资料的恒星少一个数量级。

分析恒星视向速度的观测资料表明，在测定的恒星中，大约60%介于±20千米/秒之间，只有 4 %大于60千米/秒，最大的超

过500千米/秒。

3. 空间速度在日心银道直角坐标系中的分量　在研究大量恒星的运动时，有必要建立一个不因恒星位置的不同而改变的坐标系，这个坐标系选择为日心银道直角坐标系。以太阳为坐标系的原点，在银道上银经0°和90°的方向分别取为x轴的正方向和y轴的正方向，北银极的方向为z轴的正方向。r表示恒星到太阳的距离，则有

$$\left.\begin{aligned} x&=r\cos l\cos b,\\ y&=r\sin l\cos b,\\ z&=r\sin b. \end{aligned}\right\} \qquad (11.20)$$

为了计算恒星的空间速度在日心银道直角坐标系中的三个分量V_x，V_y和V_z，首先应把观测得到的μ_α和μ_δ换算成银经自行μ_l和银纬自行μ_b。在换算时，涉及天球上通过恒星的赤经圈和银经圈所交的球面角ϕ（图11.8），它规定由银经圈按逆时针方向量到赤经圈，从0°到360°。由于自行都是很小的，在这里可以把

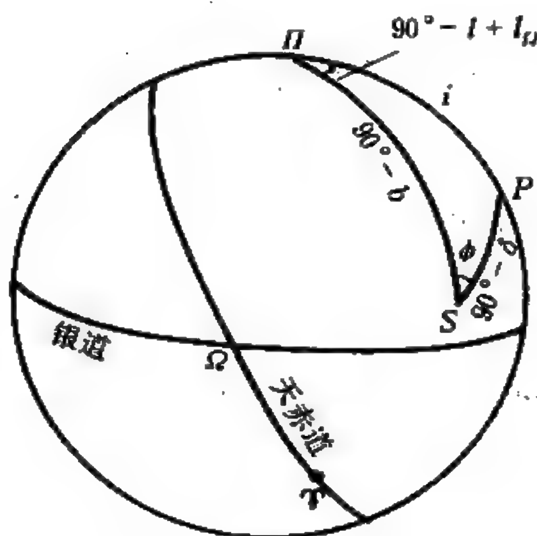


图 11.8　球面三角形ΠPS

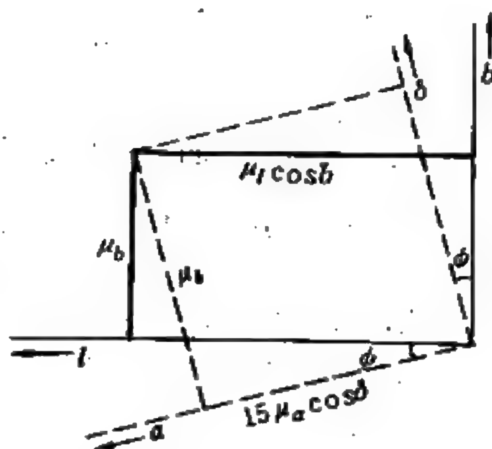


图 11.9　自行分量的换算关系

球面三角形当作平面三角形。利用图11.9可得出下列变换公式：

$$\left.\begin{aligned} \mu_l \cos b &= 15\mu_\alpha \cos\delta \cos\phi + \mu_\delta \sin\phi, \\ \mu_b &= \mu_\delta \cos\phi - 15\mu_\alpha \cos\delta \sin\phi, \end{aligned}\right\} \quad (11.21)$$

其中μ_l和μ_b都以角秒/年为单位。从图11.8根据正弦定律，

$$\frac{\sin i}{\sin(360° - \phi)} = \frac{\sin(90° - \delta)}{\sin(90° - l + l_\Omega)},$$

便得计算ϕ的公式①：

$$\sin\phi = \frac{\sin i \cos(l - l_\Omega)}{\cos\delta}. \quad (11.22)$$

得到了μ_l和μ_b以后就可以把它们变为V_l和V_b，

$$\left.\begin{aligned} V_l &= 4.74\frac{\mu_b \cos b}{\pi''}, \\ V_b &= 4.74\frac{\mu_b}{\pi''}. \end{aligned}\right\} \quad (11.23)$$

在(11.20)式中，对时间t求导数，其中

$$V_x = \frac{dx}{dt}, \quad V_y = \frac{dy}{dt}, \quad V_z = \frac{dz}{dt}, \quad V_r = \frac{dr}{dt}, \quad (11.24)$$

为使速度以千米/秒为单位，r和x，y，z都以千米为单位，因此

$$r = \frac{a \csc 1''}{\pi''}. \quad (11.25)$$

与(11.16)式类似，$\frac{dl}{dt}$和$\frac{db}{dt}$可表为

$$\frac{dl}{dt} = \frac{\mu_l \sin 1''}{n}, \quad \frac{db}{dt} = \frac{\mu_b \sin 1''}{n}. \quad (11.26)$$

利用(11.24)、(11.25)、(11.26)和(11.23)式，得到计算V_x，V_y和V_z的公式：

---

① 为了判别ϕ所在的象限，还需从图11.8推出另一个公式，例如

$$\text{ctg}\,\phi = \sin\delta\,\text{tg}(\alpha - \alpha_\Omega) + \cos\delta \sec(\alpha - \alpha_\Omega)\,\text{ctg}\,i.$$

$$
\left.\begin{aligned}
V_x &= V_r\cos l\cos b - V_l\sin l - V_b\cos l\sin b,\\
V_y &= V_r\sin l\cos b + V_l\cos l - V_b\sin l\sin b,\\
V_z &= V_r\sin b + V_b\cos b\ .
\end{aligned}\right\}\quad (11.27)
$$

二、太阳的运动

1．本动和视差动　　上述的恒星的运动是恒星相对于太阳的运动。如果恒星不动，而只有太阳在运动，那么恒星的运动仅是太阳运动的反映。太阳运动所指向的天球上的一点叫做向点，与它相距180°正相对的一点叫做背点。所有恒星都应当远离向点位移，而向着背点会聚(图11.10)。如果恒星和太阳都在运动，则恒星的运动应当由两部分组成：一部分是恒星本身固有的运动，称为本动；另一部分是由于太阳的运动而引起的，称为视差动。在这种情况下，由于各颗恒星的运动中包含视差动的部分，尽管不会所有的恒星的位移都背离天球上某一点，向着相对的一点，但分析许多恒星的自行，应当发现大体上具有这种趋向。

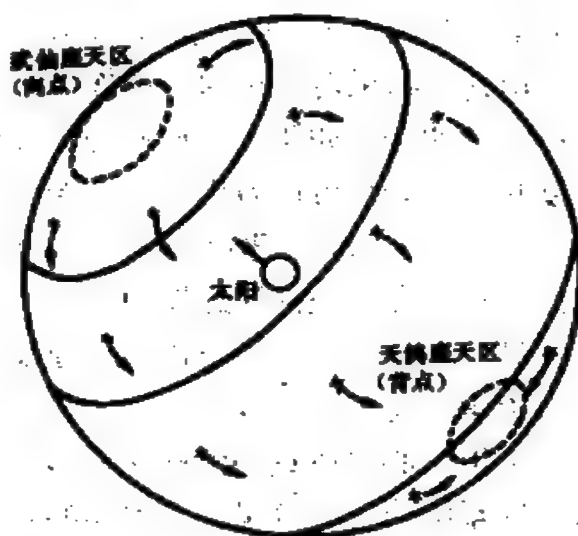


图 11.10　由于太阳运动，在天球上恒星都远离向点位移，向背点会聚

1783年，威廉·赫歇耳仅仅从七颗恒星的自行推出太阳运动的向点位于武仙座，离织女星不太远，而背点在天鸽座。1837年，阿格兰德根据390颗恒星的自行资料，证实了威廉·赫歇耳的结论。分析恒星的视向速度资料，揭示了向点附近的恒星多数具有

负值，而背点附近的恒星多数具有正值，这同样是太阳运动应当引起的现象。

由于恒星的运动由本动和视差动两个部分组成，要准确地测定太阳对恒星而言的运动速度的大小和方向，就需要先知道恒星的本动；但是要知道恒星的本动，又需要先知道太阳的运动。为了解脱这个相互套在一起的困境，试设恒星的本动是无规则的，各个方向和各种大小的速度都有，至少对日心银道直角坐标系每条坐标轴而言本动速度的分布大致是对称的。在此前提下可以将视差动部分分离出来，求出太阳本动速度的大小和方向的近似值。然后利用这个结果对恒星的运动作改正，求出恒星的本动，来检验恒星的本动是否如假设的那样完全无规则。从下面讲的恒星空间速度的椭球分布可以看出，这个假设基本上是正确的。

2．太阳运动的速度分量　测定太阳相对于恒星的运动可归结为求向点的坐标和速度的大小，所用的方法大致分为三类：第一类只用自行，第二类只用视向速度。第三类用空间速度。这里只讨论第三类方法的要点。

选用日心银道直角坐标系，令X，Y，Z表示太阳运动速度在该坐标系中的三个分量。在恒星的本动是无规则的假设下，如果所用的星数N足够大，可以把这些恒星的本动速度的各个分量的平均值取为零，因而所用的恒星的每个速度分量的平均值冠以负号，就应当等于太阳运动的速度分量。于是，

$$X=-\frac{1}{N}\sum V_x,\quad Y=-\frac{1}{N}\sum V_y,\quad Z=-\frac{1}{N}\sum V_z. \tag{11.28}$$

式中，恒星的V_x，V_y，V_z按(11.27)式计算。太阳运动速度$V_\odot$，向点的银经L，银纬B与X，Y，Z有下列关系：

$$\left.\begin{aligned} X &= V_{\odot}\cos B\cos L, \\ Y &= V_{\odot}\cos B\sin L, \\ Z &= V_{\odot}\sin B. \end{aligned}\right\} \quad (11.29)$$

或者

$$\left.\begin{aligned} V_{\odot} &= \sqrt{X^2+Y^2+Z^2}, \\ \operatorname{tg}L=\frac{Y}{X}, &\quad \operatorname{tg}B=\frac{Z}{\sqrt{X^2+Y^2}}. \end{aligned}\right\} \quad (11.30)$$

由(11.30)式算出$V_{\odot}$，L，B。角L所在的象限决定于$\cos L$和$\sin L$的符号，角B所在的象限决定于$\sin B$的符号。

这样得出的太阳运动速度和向点是对所用的恒星的形心而言的。形心就是把所用恒星的质量都取为相等时，这些恒星的质量中心，也可以说形心是一组恒星的几何中心。最好能求出对一组恒星的真正的质量中心而言的太阳运动速度和向点，但困难在于质量已准确定出的恒星不多。如果能用某种方法得出所用的每一颗恒星的质量M，则可以用下式来代替(11.28)式：

$$X=-\frac{\Sigma MV_x}{\Sigma M},\ Y=-\frac{\Sigma MV_y}{\Sigma M},\ Z=-\frac{\Sigma MV_z}{\Sigma M}. \quad (11.31)$$

3．测定太阳运动速度和向点的结果　　许多天文学家曾利用空间速度的方法来确定太阳的运动速度和向点，所得的结果跟只用自行数据和只用视向速度数据所得出的结果相差不多。这些结果跟选用的恒星有关，也就是说太阳相对于不同的恒星的运动是不同的。如果只选取自行、视向速度和视差测定得较准确的恒星，它们大部分是肉眼能看见的亮于$5^m\sim6^m$的星，离太阳的距离不超过100秒差距左右，则得到的太阳运动速度和向点位置(历元1950.0)的平均值如下：

$$V_{\odot}=19.7\text{千米/秒},\ L=56^{\circ},\ B=23^{\circ},$$

向点的位置如果改以赤道坐标A和D表出，则有

$$A=18^h4^m=271^{\circ},\ D=30^{\circ}.$$

这些数据常被称为标准向点，是指太阳对其附近的恒星的形心而言的运动方向和速度，也正是由于这个原因，标准向点有时被称为本地静止标准。

如果不限于太阳附近的恒星，则求出的太阳运动速度和向点跟标准向点有显著的差别。例如，相对于许多微弱的G，K，M型主序星，$V_{\odot}$为35千米 秒左右，L约40 ，B约14 ；相对于天琴RR型星，$V_{\odot}$＝140千米 秒，L＝88 ，B＝12 。

三、速度椭球

利用一组星的空间速度在日心银道直角坐标系中的分量的数据，除了算出对它们的形心而言的太阳运动速度和向点以外，还可以进行深入一步的分析。为此分别作V_x V_y，V_x-V_z和V_y V_z图。每一颗恒星在这些图上对应于一个点。如果所用的星数足够多，将发现图上的点子大致形成了一个椭圆形。以B型星为例，它们在V_x-V_y图上的分布如图11.11所示，椭圆的中心C位于第三象限。如果改为V_x-V_z和V_y-V_z图，则所得图形大致也是椭圆形，椭圆的中心也位于第三象限。这表示在三维速度空间里代表B型星空间速度矢量端点的点子应具有椭球状的分布，椭球的中心C位于三种坐标都具有负值的那个卦限内。离中心C越近的地方点子越多。

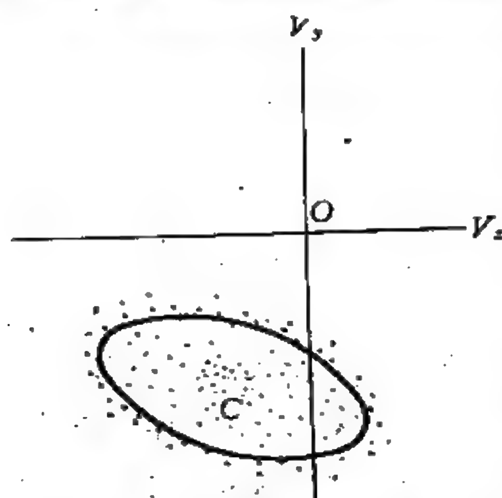


图 11.11 B 型星的速度分布椭圆

一组物理特性相同的恒星，其空间速度具有这样的分布，它的意义是什么呢？首先，OC的长度就是太阳对这组星的形心而言的运动速度的绝对值；从C到O的方向就是太阳对该形心而言

的向点的方向。对于B型星，这个方向和标准向点的方向相差不多，也在武仙座方向。其次，速度图上的点子大致对称地位于椭球中心的周围，越靠近中心，点子越多。这表示作过太阳运动改正以后本动速度分量越小的恒星越多。从这种观测结果可以看出，恒星本动速度的分布跟气体分子运动的分布有些类似，但是有一点重要的差别：后者是球状分布，也就是说，气体分子运动时在方向上无所偏重，各方向都是同样可能的，几率都一样大。恒星则不然，其运动方向是有偏重的，平行于银道面运动的星数大于垂直于银道面运动的星数。这种分布称为椭球分布①，代表恒星空间速度矢量端点的点子在三维的速度空间里所组成的椭球，称为这一组恒星的速度椭球。

以速度椭球的中心作为一个新坐标系的原点，以速度椭球的三条主轴的方向作为新坐标系的三条坐标轴的方向，分别记为u轴、v轴、w轴，其中u轴是跟原来的V_x轴最接近的那一条坐标轴。这样，在原来坐标系里的三个速度分量V_x, V_y, V_z就变换为在新坐标系里的三个速度分量u，v，w。定义一组恒星的速度弥散度σ_1，σ_2，σ_3如下：

$$\sigma_1^2=\frac{\sum u^2}{N},\quad \sigma_2^2=\frac{\sum v^2}{N},\quad \sigma_3^2=\frac{\sum w^2}{N},\qquad (11.32)$$

其中N是这组恒星的数目。对于不同的星组，不仅速度弥散度具有不同的数值，速度椭球主轴的方向也不一样。因此一组星的运动特性，可以用下列十个量表示：太阳对这组恒星的形心的运动速度$V_\odot$，太阳向点坐标L，B，速度弥散度σ_1，σ_2，σ_3，速度椭球三条主轴中任何两条的方向，例如L_1，B_1，L_2,B_2（两条主轴方向已知，第三条主轴的方向也就唯一地确定了）。例如，对于近距恒星的运动，$V_\odot$，L和B的数据前面已列出，此外有

① 或称史瓦西分布，因系史瓦西于1907年首先提出而得名。

第一主轴：$\sigma_1 = 38$千米/秒，$L_1 = 13°$，　$B_1 = 0°$；

第二主轴：$\sigma_2 = 24$千米/秒，$L_2 = 103°$，$B_2 = 0°$；

第三主轴：$\sigma_3 = 18$千米/秒，　　　　　　$B_3 = 90°$。

因此第一主轴与银心方向相交成13°的角度。

四、平均视差

太阳率领着太阳系的全体成员在银河系内运动，虽然相对于某一组恒星来说每秒的位移一般只有几十千米，但经过一段时间，譬如说一年或若干年以后，累积的位移就相当可观了。举太阳相对于附近恒星的运动为例，取$V_{\odot} \simeq 20$千米/秒，则每年的位移达4.2天文单位，比测量恒星的三角视差所利用的基线(地球轨道直径)更长，所以太阳的运动为人们提供了一条更长的基线，有可能用于测量恒星的距离。利用这条基线是通过观测恒星的运动来实行的，但必须消去恒星运动中的本动部分，这对单颗恒星是无法办到的，只有对一组数目足够多的恒星求平均的自行和视向速度，才能抵消本动，留下视差动部分。这样，由恒星的运动定出的是一组恒星的平均视差，也称为统计视差。

应当指出，只有对于距离差不多的一组星求平均视差才有意义，如果任意取一组距离千差万别的星，所得结果是无价值的。一般来说，物理特性相同的恒星，光度彼此接近，从中选取视星等相同的一组星，就可以认为它们的距离差不多。为了具体地说明问题，以视星等为5^m的A型星为例。太阳相对于这类星一年移动4.2天文单位，而由观测得出，在天球上它们平均一年的角位移为0.04″。根据定义，周年视差是以一个天文单位的长度为基线所对应的恒星的角位移。因此5^m的A型星的平均视差应等于$\frac{0.04''}{4.2} = 0.0095''$，或平均距离等于105秒差距。

在具体计算一组星的平均视差时，需知道太阳相对于这组星

的运动速度和方向以及恒星的自行和视向速度的数据。求平均视差的方法的一个优点在于它用的基线随时间变长，对于较远的星，可以等上十年或几十年而测出它们的自行，从而获得距离的数据。平均视差把测距的范围延伸到大约500秒差距，对于研究银河系的结构曾起了重要的作用。

§11.3 银河系的自转

一、银河系自转的发现

从观测得到的恒星的空间运动是恒星相对于太阳的运动，那么，恒星和太阳相对于银心的运动是怎样的呢？它们是否类似于行星绕太阳公转也在绕银心作有规律的旋转呢？银河系具有扁盘的形状可能暗示着它作为一个庞大的恒星系统在绕通过银心且垂直于银道面的一条轴线快速自转。在十九世纪后半期，就有天文学家在讨论银河系的自转了。例如，1887年俄国天文学家勒·奥·斯特鲁维（Л.О.Струве）利用恒星自行数据试图确定银河系的自转速度。但限于当时观测资料不够多和不够准确，对于银河系是否在自转这个问题没有一致的看法。

本世纪一、二十年代，又有一些天文学家分析了数以千计的恒星的空间运动，其中尤以斯特隆堡（G.Strömberg）于1924～1925年的分析最为详尽。他们发现，对于空间速度小于63千米/秒的恒星，各种运动方向都一样可能；但对于空间速度大于63千米/秒的恒星，运动方向有集聚于银道面内的强烈倾向，而且基本上都在以银经270°为中心的半圆内，这种现象称为“恒星运动的不对称性”。于是，以63千米/秒为界，相对于太阳的空间速度大于此值的恒星称为高速星，小于此值的恒星称为低速星。图11.12是离太阳20秒差距以内的高速星在银道面内运动方向的分布图，它们之

中大多数落在银经从180°至0°的半圆内(从御夫经猎户、船底至人马和天蝎座)，而没有一颗星的运动方向指向银经30°至150°的区域。这些星相对于太阳的平均运动是指向银经270°，反之，太阳相对于它们运动的向点的银经等于90°，该点位于天鹅座内。银经90°的方向跟银心方向恰好垂直，这是银河系在自转的重要证据。

1925年，瑞典天文学家林德布拉德(B. Lindblad)为了解释高速星运动的不对称性提出银河系由若干个空间分布和空间运动特征不同的次系组成，这些次系互相套在一起，银心是它们共同的中心，每一次系具有自己的扁度和绕银心的转动速度。太阳所属的次系的转动速度比高速星次系大得多，把它们甩在后面，因此由观测者看来，好象它们以很大的空间速度向着与太阳转动速度相反的方向运动着。

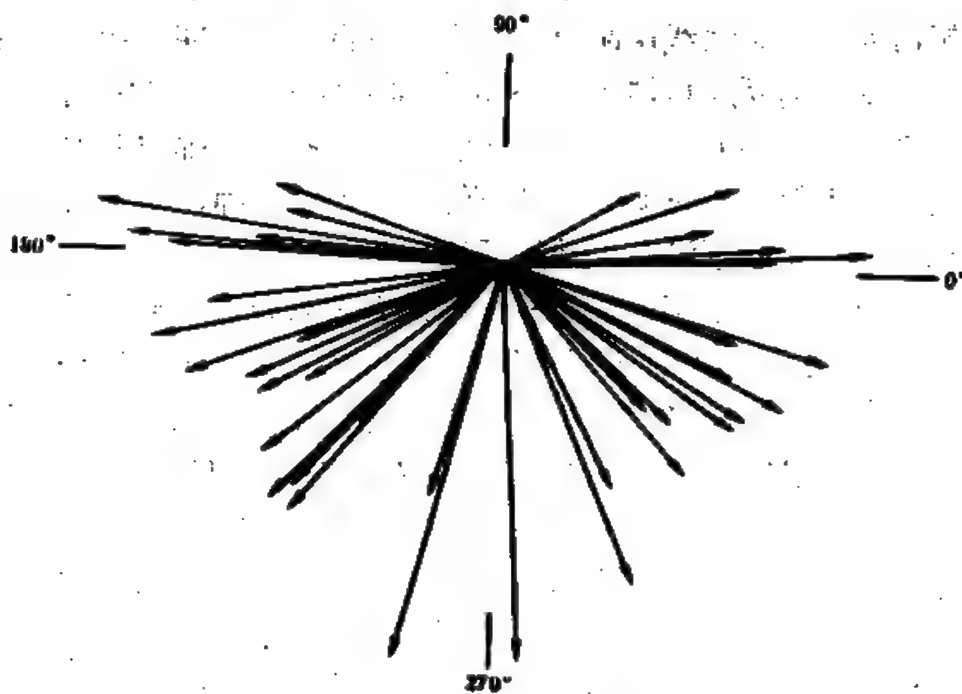


图 11.12 恒星运动的不对称性，四周的数字是银经

1927年，荷兰天文学家奥尔特对银河系自转作了进一步的研究。他指出，银河系不太可能象刚体一样转动，否则，恒星的相对位置将保持不变，除了通过河外星系运动的观测之外，不能得到自转的证据。如果银河系的物质有相当大的一部分聚集在银心附近，则远离银心处的恒星的运动应类似于行星绕太阳的公转，转动速度随离银心的距离增加而减小，这是一种较差自转。奥尔特推出了银河系较差自转对视向速度和自行的影响的公式，并通过离太阳300～3000秒差距的恒星的视向速度分析，获得了银河系自转的令人信服的证据。

奥尔特关于银河系自转的证明由图11.13可以阐明。假定在银道面近旁离太阳不太远的区域内银河系自转速度随离银心的距离增加而减小。a图绘出了太阳与它周围24颗恒星的转动速度，以箭头表示，银心在银经0°的方向。在这种情形下，显然，在银经0°（人马座）和180°（御夫座）方向的恒星虽然转动速度不同，但相对于太阳的视向速度等于零；在银经90°（天鹅座）和270°（船帆座）方向的恒星，由于转动速度的大小和方向跟太阳一致，视向速度也

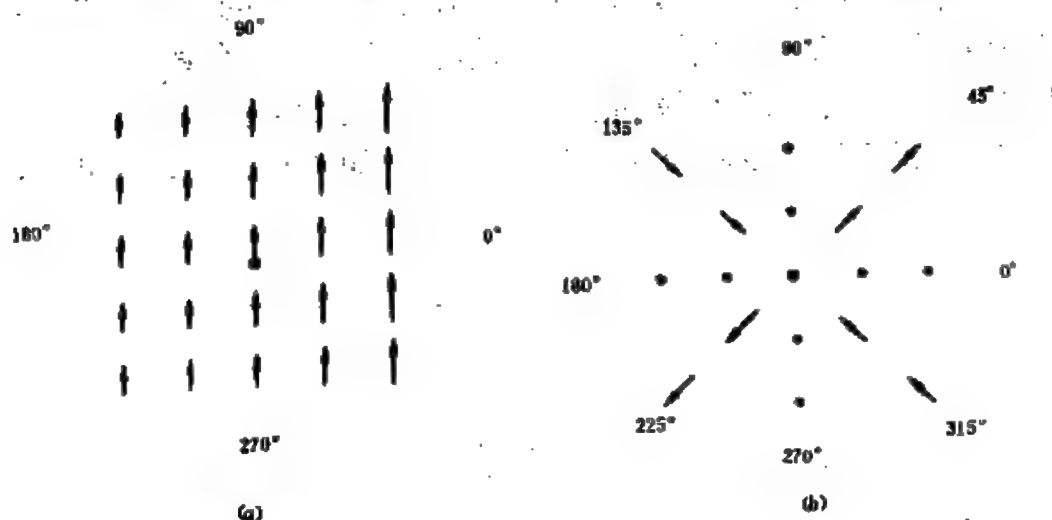


图 11.13 银河系较差自转所产生的视向速度随银经的变化

等于零；对于银经45°（天鹰座）和225°（大犬座）方向的恒星，光谱线应有红移，表明在远离太阳，视向速度为正值；而银经135°（英仙座）和315°（半人马座）方向的恒星，光谱线应有蓝移，表明在接近太阳，视向速度为负值。于是，沿着银河环绕一周，恒星的视向速度作为银经的函数应当呈现两个极大和两个极小，成为双波，并且在视向速度不为零的方向离太阳越远的恒星视向速度的绝对值越大（图11.13*b*）。这些推论已为观测所证实。

二、奥尔特公式

1．奥尔特公式的推导　上述的视向速度随银经变化的双波特征可以用倍角的正弦或余弦表示。若用正弦，令ΔV_r表示银河系自转所产生的视向速度，也就是银河系自转对视向速度所产生的影响，又令r表示恒星与太阳的距离，由上面的讨论可知，应有

$$\Delta V_r \propto r\sin 2l, \tag{11.33}$$

其中l是恒星的银经。这个公式可以推导如下。

在图11.14中O表示太阳，V_0表示它绕银心C的转动速度；S表示恒星，V表示它绕银心的转动速度。O和S离C的距离分别为R_0和R，假设它们都作圆周运动，运动的方向垂直于它们与C的连线。又设S位于银道面内，$\angle SOC=l$。如图所示，引入角θ和

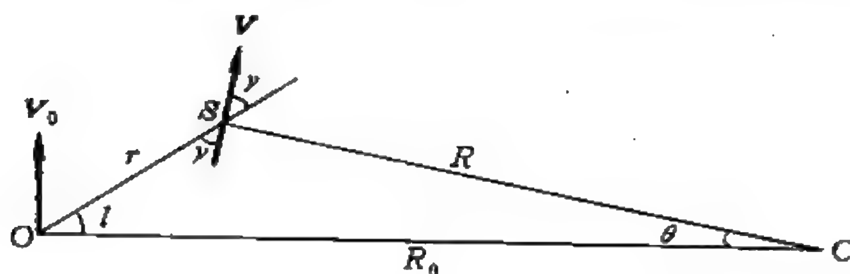


图 11.14　银河系自转的奥尔特公式的推导

角γ，由三角形OSC得

$$R=[R_0^2+r^2-2R_0r\cos l]^{\frac{1}{2}}$$

$$=R_0\left[1+\left(\frac{r}{R_0}\right)^2-2\frac{r}{R_0}\cos l\right]^{\frac{1}{2}}.$$

利用二项式定理展开方括号为级数，在r比R_0小得多的条件下，略去$\left(\frac{r}{R_0}\right)^2$和更高次的幂，得

$$R-R_0=-r\cos l. \qquad (11.34)$$

由图11.14容易看出

$$\gamma=90^\circ-(l+\theta). \qquad (11.35)$$

由S引OC的垂线，就可以得出下列两个式子：

$$\sin\theta=\frac{r\sin l}{R},\quad \cos\theta=\frac{R_0-r\cos l}{R}. \qquad (11.36)$$

把V和V_0投影在视线OS上和垂直于视线的直线上，就得到

$$V_r=V\cos\gamma=V\sin(l+\theta);\ V_{0r}=V_0\sin l,$$

$$V_t=V\sin\gamma=V\cos(l+\theta);\ V_{0t}=V_0\cos l.$$

因此，

$$\Delta V_r=V_r-V_{0r}=V\sin(l+\theta)-V_0\sin l,$$

展开右端第一项，把$\sin\theta$和$\cos\theta$的式子(11.36)代入，化简后得

$$\Delta V_r=R_0\frac{V\sin l}{R}-V_0\sin l$$

$$=R_0\left[\frac{V}{R}-\frac{V_0}{R_0}\right]\sin l,$$

$\frac{V}{R}$就是角速度，以$\omega(R)$代替它，得

$$\Delta V_r=R_0[\omega(R)-\omega(R_0)]\sin l. \qquad (11.37)$$

把$\omega(R)$展开为$R-R_0$的泰勒级数，只保留前两项，得

$$\omega(R)=\omega(R_0)+(R-R_0)\omega'(R_0).$$

由于(11.34)式，

$$\omega(R)-\omega(R_0)=-r\cos l\omega'(R_0). \qquad (11.38)$$

代入(11.37)式，得

$$\Delta V_r=\left[-\frac{1}{2}R_0\omega'(R_0)\right]r\sin 2l.$$

令A表示方括号内的式子，

$$A=-\frac{1}{2}R_0\omega'(R_0), \qquad (11.39)$$

就得到

$$\Delta V_r=Ar\sin 2l. \qquad (11.40)$$

这个公式与上面利用图11.13的讨论而得出的(11.33)式符合。

同理可以推导银河系自转对切向速度的影响ΔV_t，它等于V_t-V_{0t}，而得到

$$\Delta V_t=Ar\cos 2l+Br, \qquad (11.41)$$

其中

$$B=A-\frac{V_0}{R_0}. \qquad (11.42)$$

把ΔV_t变成相应的银经自行$\Delta\mu_l$，得

$$\Delta\mu_l=\frac{A}{4.74}\cos 2l+\frac{B}{4.74}. \qquad (11.43)$$

至此讨论了位于银道面内的恒星的情形。在一般的情形下，当恒星的银纬等于b时，(11.34)和(11.38)式右端的r应当乘上$\cos b$。在推导中实际上假设了恒星转动方向与银道面平行，所以由V和V_0得出V_r和V_{0r}也需乘$\cos b$，但得出V_t和V_{0t}则不必乘$\cos b$。因此，(11.40)式右端应当乘上$\cos^2 b$；(11.43)式右端应当乘上$\cos b$，左端应当改为$\Delta(\mu_l\cos b)$，这样就得到

$$\Delta V_r=Ar\sin 2l\cos^2 b, \qquad (11.44)$$

$$\Delta(\mu_l\cos b)=\frac{A}{4.74}\cos 2l\cos b+\frac{B}{4.74}\cos b. \qquad (11.45)$$

这两个公式是奥尔特首先导出的，所以被称为奥尔特公式，A和B称为奥尔特常数。应当指出，只有对于离太阳不太远的恒星，可以略去$\frac{r}{R_0}$的二次幂和更高次幂，这两个公式才可以应用。

2. R_0和V_0的测定 从(11.39)和(11.42)式可见，奥尔特常数A和B的数值跟R_0和V_0有关。实际上，在银河系的研究中太阳到银心的距离R_0和太阳绕银心的转动速度V_0是两个基本的量，准确定出它们的数值是十分重要的。

由于大量的星际物质的遮掩，在光学波段银心是看不到的，这使测定R_0成为一个颇为棘手的问题。然而，在离银道面较远的地方，星际物质少，观测那里的天体，如果它们的空间分布关于银心是对称的，就能测定R_0。为此目的，最适宜于利用的天体是球状星团。因为球状星团的空间分布大致是球对称的，可以认为由它们组成的次系的中心就是银心。球状星团的距离利用星团内的天琴RR型星决定。在众多的球状星团到太阳的距离确定以后，球状星团次系的中心到太阳的距离，即R_0，也就定出。按照国际天文学联合会采纳的数值，R_0为10千秒差距。但根据近年的研究，R_0减小为8.5千秒差距。考虑到测定中的不确定性，R_0应在7.5～10千秒差距的范围内①。

测定V_0的一种重要方法也是利用球状星团。由于观测到球状星团大致呈球对称分布，它们绕银心旋转的轨道的取向，因而转动速度的方向是各种各样的，以至所有球状星团的平均转动速度近似等于零。换言之，球状星团次系作为一个整体相对于银心好象是一个静止不动的结构架。通过观测许多球状星团的视向速度可以求出太阳相对于球状星团次系的运动，这也就是太阳绕银心的转动。国际天文学联合会选取V_0的值等于250千米/秒。但近

① 根据1986年在美国宣布的用最新射电干涉法测定的结果，R_0为7千秒差距。

年的研究得出的V_0约为220千米/秒。

关于R_0和V_0的取值是目前尚有争议的问题，一个重要的因素是天琴RR型星的平均绝对星等的数据。有些研究结果支持通常采用的0.6^m，但另一些研究得出这类变星的光度没有那样大的结果。现在引用的R_0和V_0的值以及银河系中有关的距离数据的不确定性程度大约达10%左右。

3．奥尔特常数

测定了R_0和V_0之后，如果从观测又得出了银河系自转角速度$\omega(R)$随R变化的规律，就可以从(11.39)和(11.42)式算出奥尔特常数A和B的值。现在通常采用的数据为

$$A = 15\text{千米/(秒·千秒差距)},$$

$$B = -10\text{千米/(秒·千秒差距)}.$$

根据(11.42)式，$A-B$即在太阳处银河系的自转角速度$\omega(R_0)$，代入有关的数据，得

$$\omega(R_0) = \frac{V_0}{R_0} = A - B = 25\text{千米/(秒·千秒差距)}$$

$$= 0.00527''/\text{年}.$$

所以在太阳处银河系的自转周期等于2.46×10^8年，这也就是太阳绕银心转动一周所需的时间，叫做宇宙年。

三、银河系的自转曲线和质量

1．自转曲线　　随着R_0和V_0的确定，就能通过测定银河系内的天体相对于太阳的运动和距离而求得银河系的自转曲线，即离银心不同距离处的转动速度。在进行这种测定时，选择的天体应覆盖尽可能大的空间范围，以期获得较完整的结果。因此，光学观测选择的对象是O型和B型星、造父变星、亮星云，它们的光度很大，即使离太阳相当远也能获得视向速度的资料。然而，光学观测由于受到银道面附近星际物质消光的影响，观测范围仍受

到很大的局限。在银河系自转曲线的测定中射电观测作出了更大的贡献。

对于太阳轨道以内的区域，自转数据主要是通过观测 HI 原子21厘米谱线的轮廓获得，其方法颇为巧妙。沿着银道的任一方向观测，视线都可能穿过若干个 HI 云，它们以不同的速度在绕银心转动，在视线上的速度分量，以及产生的21厘米谱线的位移各不相等，这些谱线叠加的结果就是在某一方向上实际观测到的谱线的轮廓有若干个峰，一个实例如图11.15所示，横坐标已按照多普勒位移的公式转换成视向速度。在HI云沿圆轨道绕银心转动的前提下，在太阳轨道以内、银经 l 方向的视线上有一离银心 C 最近的点 P（图11.16），该点转动速度的方向正好沿着视线，即视线与过 P 的圆轨道相切，而对于其余各点只有转动速度的一部分投影在视线上，其结果是相对于太阳的视向速度以 P 点为最大。根据 21 厘米谱线轮廓边缘所对应的最大视向速度数据，利用（11.37）式就可算出 P 点的转动角速度 $\omega(R)$。P 点的轨道半径 R 从简单的关系：$R=R_0\sin l$ 得到，于是转动速度 $V(R)$ 便迎刃而解。

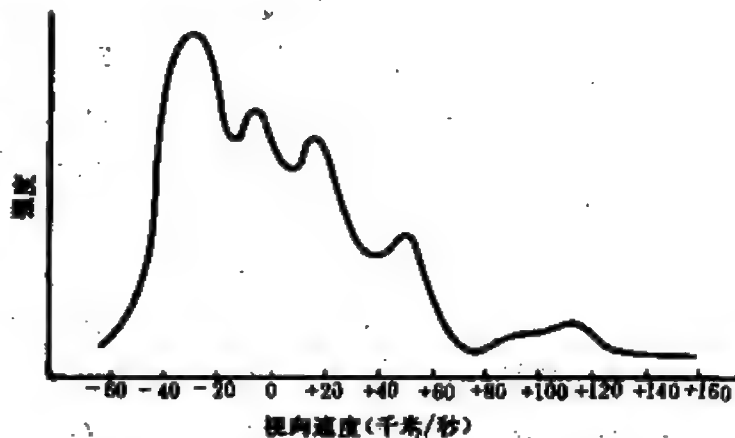


图 11.15 在银道的某一方向上观测到的HI21厘米谱线的轮廓

对于太阳轨道以外的区域，上述的方法显然是不适用的，必

须另辟蹊径。问题解决的关键在于能否在太阳轨道以外找到一类天体，它们分布的范围很广，且距离和空间速度能独立地测定。布利茨(L. Blitz)等人在七十年代末找到了符合条件的天体，它们是CO分子云和HⅡ区。通过观测CO分子云的2.6毫米谱线，可以精确地测定视向速度，同样由(11.37)式算得$\omega(R)$。通过大量的观测事实，天文学家认识到分子云常与HⅡ区在一起，而HⅡ区内或近旁必有高温恒星，它们的距离可以根据光谱型和视星等估算，从而相继求得R和$V(R)$。

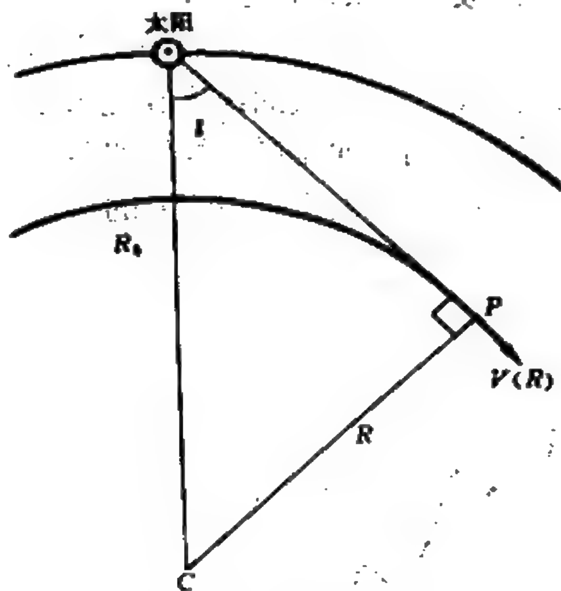


图 11.16 利用HI测定太阳轨道以内自转曲线的原理图

图11.17系在1979年综合了HⅠ(虚线)和CO(实线)资料得出的R在1～18千秒差距范围内的自转曲线。从这条曲线可以看出，银河系的自转既不象刚体旋转，$V(R)\propto R$；也不遵守开普勒运动的规律，$V(R)\propto R^{-\frac{1}{2}}$，$V(R)$随$R$的变化不是单调的。但是，对于接近银心的天体，由于银河系中大部分物质分布在它们的轨道之外，它们受到中央的引力不很大，应当期望转动速度较小。所以，在靠近银心的区域中，$V(R)$应随R的增大而很快上升。

2. 银河系的质量　一个天体系统绕其中心的转动规律应取决于系统内引力势的分布，即受物质分布的支配。例如，如果

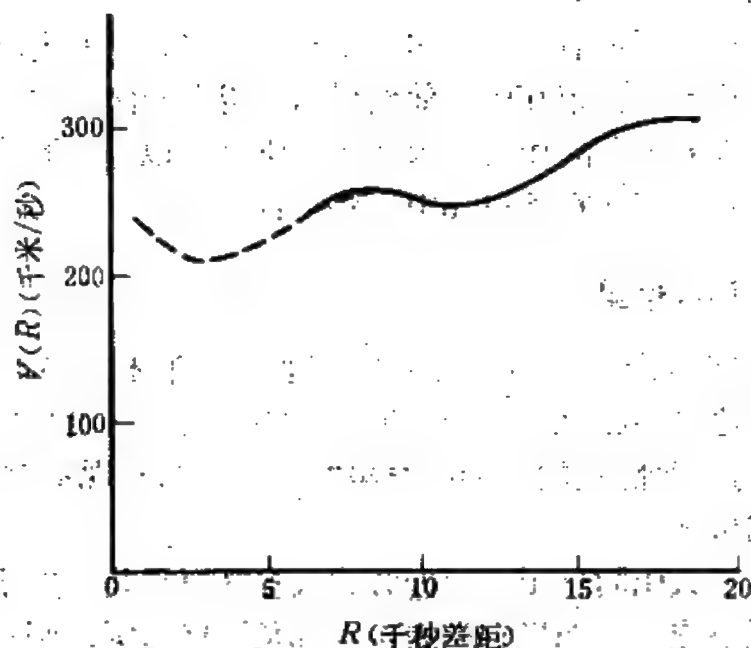


图 11.17 银河系的自转曲线

物质高度集中在中央，象太阳系那样，则转动遵循开普勒定律；如果系统呈球形，且物质均匀分布，则服从刚体转动的规律。

实际上，从观测得出银河系的$V(R)$后，在圆轨道的假设下，就可计算在各个R处单位质量的物质所受的向心力。这种向心力是由以R为半径的轨道以内所有物质的引力总和提供的，在物质对称分布的情形下，轨道以外物质的引力互相抵消，不起作用。于是，根据向心力随R的变化便能分析物质的分布，求得银河系的质量。在六十年代，银河系自转的观测资料所覆盖的区域还比较小，尤其缺少太阳轨道以外的资料。在当时建立的银河系模型中，自转速度在太阳附近达到极大后，向外单调下降，趋于开普勒运动，推算出的银河系质量为$1.4\times10^{11}M_{\odot}$。

自从七十年代末以来，情况有很大的变化。观测表明，从太阳轨道向外，自转速度反而在增加，到$R=18$千秒差距处，$V(R)$增至300千米/秒(见图11.17)。对邻近的河外星系测定的自转曲线

也有类似的结果，在离星系中心相当远的地方，譬如半径20千秒差距处，自转速度没有下降，曲线常趋于平坦。这些观测结果表明银河系的物质应分布在比以前设想的大得多的区域里，在太阳轨道以外存在着大量的物质。银河系的质量比以前推算的可能大10倍以上。这个问题在§11.6中还将讲到。

四、低速星和高速星

前面提到，太阳附近的恒星以空间速度63千米/秒为界区分为低速星和高速星。低速星以20～30千米/秒左右的速度彼此作相对运动，运动方向是随机的。而高速星的运动方向呈现不对称性。这是怎么一回事呢？

原来，在太阳附近银道面近旁的大多数恒星是在近于圆形的轨道上绕银心旋转。如果它们的轨道都是严格的圆，则它们转动速度的大小和方向基本上跟太阳相同，就不会明显地有相对于太阳的运动。这些恒星在近于圆形的椭圆轨道上运动的情形下，它们之中有些是在轨道上的远银心点接近太阳的，其转动速度略低于太阳的转动速度；另有一些恒星是在轨道上的近银心点接近太阳的，其转动速度稍高于太阳的转动速度。轨道的大小和形状彼此的微小差异就能解释低速星空间运动的方向无规则的现象。其实，相对于银心而言，所谓的低速星应是"高速"星，它们的转动速度跟太阳差不多，即250千米/秒左右。

在太阳邻近大约观测到600 颗高速星。这些星的轨道偏心率以及轨道面与银道面的交角都很大（图11.18），它们的转动速度在银道面内的分量比太阳小得多，因而相对于太阳的空间速度很大。在这种相对运动中，主要包含了太阳绕银心转动的成分，造成了高速星的运动几乎都背向太阳转动的方向，即以银经270°为中心的半条银河的方向。如果有一恒星相对于太阳的运动方向指向银经90°（太阳绕银心的转动方向），且速度大于63千米/秒，成为一

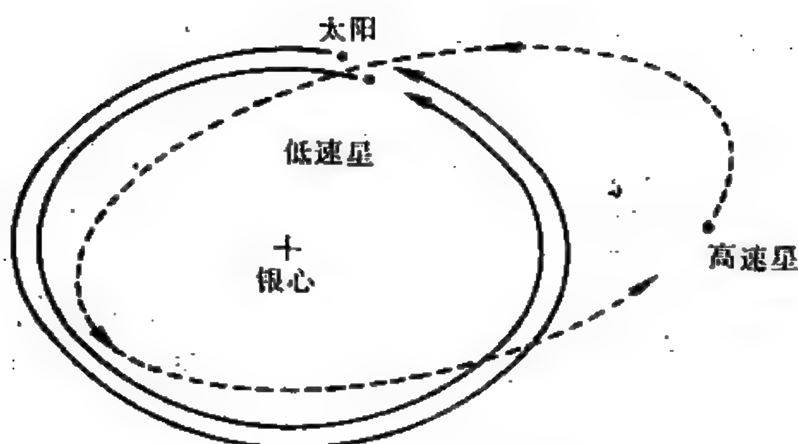


图 11.18 低速星和高速星的轨道

颗高速星，则它相对于银心的转动速度应大于313千米/秒。这样大的速度差不多已超过或接近太阳附近的银河系逃逸速度，它应脱离银河系，或至少跑到远离太阳的地方。这就是为什么几乎观测不到向着以银经 90° 为中心的半条银河方向运动的高速星的原因。

§11.4 星　　族

一、银河系的全貌

为了研究银河系的结构，首先必须了解它的形态，认识其全貌。可是，对于栖息于银河系一隅之地的地球上的观测者来说，这是一件困难的事，其处境正如“不识庐山真面目，只缘身在此山中”的诗句所描写的。事实上，地球上的观测者通过光学波段能看清的太阳附近的区域仅占整个银河系的一小部分，大部分区域为星际物质所遮掩。在人类认识银河系全貌的过程中，河外星系的形态起了重要的启示作用。位于银河系以外的星系的全貌通过照相

或目视观测很容易看出（见§12.1），以此为参照，结合对银河系的光学和射电观测，终于确定银河系是一个旋涡星系。

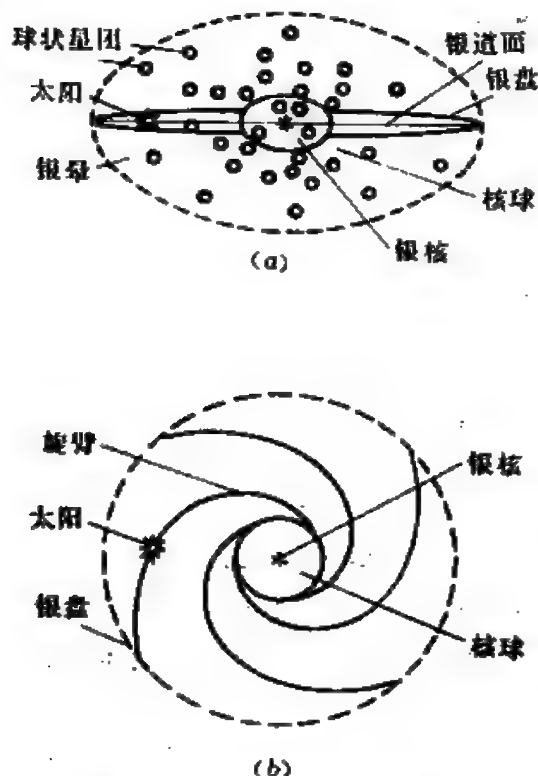


图 11.19 银河系全貌的示意图
(a) 侧视 (b) 俯视

当今天文学家所认识的银河系的全貌如图 11.19 描绘。一个河外星系内的观测者，如果他位于银河系对称平面的方向，看到的银河系应具有a图的形态；如果他位于银极的方向，则所见的银河系应呈现b图的风貌。在银河系对称平面附近，恒星的密度比远离对称平面的地方大，并且集结了大部分星际物质，构成一个扁盘形的区域，称为银盘。在银盘中叠加了若干条旋涡星系必定具备的旋臂。中央凸起的扁球体叫做核球，而银河系的核心——银核——深深地隐藏在核球中央的一个很小的区域内。在银盘四周广阔的空间里散布着球状星团和天琴RR型星等天体，形成了一个近于球形的银河系的晕，称为银晕。此外，近年的研究表明，银河系可能被一个范围更大的银冕包围着。关于银盘、旋臂、核球、银核和银晕的大小与结构的知识将在下面两节中分别叙述。

二、星族概念的建立

第二次世界大战期间，在美国威尔逊山天文台工作的德国天文学家巴德获得了绝无仅有的悉心研究河外星系的良机。作为德

国侨民巴德的行动受到了限制，不能越出威尔逊山周围的一个小区域。他的美国同事则纷纷放下天文工作，为美国政府效力，这使他得到了使用当时世界上最大的口径2.5米反射望远镜的许多观测时间。同时，由于附近的大城市洛杉矶和其他一些城镇实行了灯火管制，威尔逊山天文台的夜空空前黑暗，给天文观测带来极为有利的条件。

1944年，巴德对仙女星系(M31)和另外几个邻近的星系进行了研究。根据M31距离的数据，在该星系内光度跟太阳差不多的恒星是不可能观测到的，只有比绝对星等$-3^m \sim -5^m$更亮的星才可以看到，实际上，这样亮的星在M31外侧的旋臂区域的照片上清楚地显示出来。但是，巴德发现，用通常对蓝光敏感的底片对M31中央区域摄影却不可能获得单颗恒星的像。继而他使用对红光敏化的底片成功地将M31的中央区域及它近旁的椭圆星系M32和NGC205分解为星。他对这些恒星绘制了赫罗图，发现它们绝大多数是红巨星，几乎没有主序星，它们不同于太阳邻近的或疏散星团内的恒星，但跟球状星团内的恒星类似。于是他提出，象M31那样的星系中的恒星分属两个星族，称为星族Ⅰ和星族Ⅱ。对于银河系情况也相同。巴德认为，银盘内的大多数恒星属于星族Ⅰ，银晕以及核球中的恒星主要属于星族Ⅱ。

星族Ⅰ中最亮的恒星呈蓝白色，它们是O型和B型超巨星，绝对星等达$-7^m \sim -9^m$；而星族Ⅱ中最亮的恒星是红巨星，绝对星等约为-3^m。前者的光度约为后者的100倍。但应当指出，星族Ⅰ的恒星并不都是光度大的蓝星和白星，它们大多是主序右下端的红矮星以及类似于太阳的恒星；同样，星族Ⅱ的恒星不全是红巨星，红巨星只是它们中的最亮者。

星族Ⅰ和星族Ⅱ恒星的赫罗图分别可用疏散星团和球状星团典型的赫罗图作为代表，它们之间的差异是很明显的。O型和B型星之类的十分年轻的恒星是星族Ⅰ的成员。按质量计的重元素

丰度在星族Ⅰ恒星内达1～2%，而星族Ⅱ恒星约只有前者的百分之一，故两者分别有富金属星和贫金属星之称。这些事实都表明，星族Ⅱ恒星是在银河系演化早期诞生的恒星，至今已很老了；而星族Ⅰ是后来形成的，其中包括十分年轻的星。

由上所述可以看到，两个星族的恒星在物理特性、演化和空间分布方面都有明显的不同。巴德提出两个星族的概念是很有意义的，向着深入研究银河系和其他星系的结构迈出了重要的一步。

三、星族的类型

天文学家经过广泛和更深入的研究之后，认识到巴德提出的两个星族是过于简单了。例如，球状星团和核球虽然都包含红巨星，但两者的成员星是有差别的，核球内的恒星重元素丰度跟太阳相仿，比球状星团内的恒星高得多。自五十年代以来，天文学家丰富了星族的划分，现在最流行的是将恒星包括其他一些类型的天体分成五个星族。表11.2列出了五个星族包含的成员，这些成员的绝大多数已在前面三章中讲过。

（1）极端星族Ⅰ（年轻星族Ⅰ）：由跟旋涡结构有关的天体组成。成员星通常出现在星云集聚的区域，发射星云尤其可以作为这个星族所在区域的标志。成员星都是十分年轻的，它们的年龄小于5×10^8年，有些成员的年龄甚至小于1×10^6年。以$|\overline{z}|$和$|\overline{V_z}|$分别表示成员星离银道面的距离以及垂直于银道面方向的速度分量的绝对值的平均，则对于极端星族Ⅰ，$|\overline{z}|=70$秒差距，$|\overline{V_z}|=8$千米/秒，都是五个星族中最小的，表明向银道面高度集聚。

（2）中介星族Ⅰ（较老星族Ⅰ）：成员星比极端星族Ⅰ的恒星稍老，年龄达$5\times10^8\sim5\times10^9$年，自形成以来它们已从旋臂和其他的诞生地扩散开去。$|\overline{z}|=150$秒差距，$|\overline{V_z}|=10$千米／秒，成员星也向银道面集聚。

表11.2 星族的类型

星族名称	极端星族Ⅰ（年轻星族Ⅰ）	中介星族Ⅰ（较老星族Ⅰ）	圆盘星族	中介星族Ⅱ	晕星族Ⅱ（极端星族Ⅱ）
成员	星际物质 O～B2型星以及最亮成员是这类星的疏散星团和星协	B3～B8型星和A型星以及最亮成员是这些星的疏散星团	G～K型巨星（光度级Ⅲ）	高速星	亚矮星
			G～K型主序星	弱金属线星	球状星团
	超巨星	光谱型A～F中具有强金属线的星	周期大于250天的长周期变星	周期50～250天的长周期变星	周期大于0.4天的天琴RR型星
	周期大于10天的经典造父变星	光度较低的红超巨星	半规则变星	室女W型星	
	WR星		行星状星云	周期小于0.4天的天琴RR型星	
	Be星		新星		
				白矮星	
	金牛T型星		较老的疏散星团	最老的疏散星团	
	某些红外天体		银核中的恒星		

(3) 圆盘星族：成员星的年龄为$2\times10^9\sim1\times10^{10}$年，太阳属于这个星族。$|\overline{z}|$= 400秒差距，$|\overline{V_z}|$= 18千米/秒。

(4) 中介星族Ⅱ：大多数年龄约为10^{10}年的老星属于这个星族。$|\overline{z}|$= 700秒差距，$|\overline{V_z}|$= 25千米/秒，成员星离银道面较远。极端星族Ⅰ、中介星族Ⅰ和圆盘星族的恒星几乎在圆轨道上绕银心转动，而中介星族Ⅱ恒星的轨道十分扁长。

(5) 晕星族Ⅱ(极端星族Ⅱ)：这个星族包含了银河系中最老的天体，它们是在银河系演化的最早阶段形成的，那时银河系并不很扁。$|\overline{z}|$= 2000秒差距，$|\overline{V_z}|$= 75千米/秒。

有些天文学家建议将银核和其他旋涡星系核心中的天体单独作为一个星族，并称之为核星族。由于观测受到很大限制，目前对于核星族知之甚少，其成员可能有：天琴RR型星、重元素丰度较大的球状星团、行星状星云、大量的M型矮星、光谱型G～M并有很强CN带的巨星、红外天体。

综观五个星族，从极端星族Ⅰ到晕星族Ⅱ，成员星年龄增加，重元素丰度减小，向银道面的集聚程度减小，垂直于银道面的速度分量增加，速度弥散度从10千米/秒左右增大到约130千米/秒。这些资料对于研究银河系的演化和动力学是有深远意义的。

为了简便起见，许多天文书籍，包括本书在内，涉及星族时在多数场合仅笼统地提星族Ⅰ和星族Ⅱ。总的说来，在银道面附近的天体大多属于前者，远离银道面在银晕内的天体都属于后者。

四、星族和次系

自从1925年林德布拉德提出次系概念以后，苏联天文学家库卡尔金（Б.В.Кукаркин）和帕连纳戈（П.П.Паренаго）在四十至五十年代发展了这个概念。他们根据空间分布和运动特征（绕银心转动速度，速度弥散度等）把银河系中由物理特性相同或相近的恒星所组成的各个次系分为三类，分别叫做扁平次系、中介次

系和球状次系。扁平次系高度集聚于银道面的近旁，属于这一类的有O型星次系、B型星次系、经典造父变星次系和疏散星团次系等。球状次系向银道面集聚程度小，但向银心集聚程度大，绕银心转动的速度比扁平次系约小100千米/秒，速度弥散度则比扁平次系大得多。这一类包括天琴RR型星次系、球状星团次系、亚矮星次系和室女W型星次系等。中介次系的空间分布和运动特征介于扁平次系与球状次系之间，包括蒭藁型星次系、新星次系、白矮星次系和行星状星云次系等。

把星族与次系的类型作一比较，显然它们是相似的。因此星族和次系是两个平行的概念。前者侧重于恒星在赫罗图上演化位置和物理特性，而后者着重于恒星空间分布和运动的特征，在多数情况下两者可以统一起来。当今被国际天文界更多地采用的是星族概念。

§11.5 银盘和旋臂

一、银盘

1．光度函数　为了研究恒星系统的结构，对恒星进行"普查"是必不可少的。普查不仅应统计恒星的数目，还应取得恒星的各种特性的统计资料。其中，恒星数目随光度的分布对恒星空间分布的研究是很重要的。这种分布叫做光度函数，而光度常以绝对星等代替。由于对整个银河系的普查不可能办到，实际上是取一个典型的空间区域，例如一个边长为1000光年的立方体，对这个区域内的恒星进行统计。

光度函数分两种。一种是对所有光谱型恒星的普遍光度函数，另一种是对某一光谱型恒星而言的。对于某一个星团或星协也可确定其专有的光度函数。

确定光度函数需要获得许多恒星的距离数据，以便将视星等归算为绝对星等。对于太阳邻近的星，距离用三角视差法测得；对于距离远的星，利用分光视差或平均视差。所选取的恒星的光度应覆盖尽可能大的范围。然而，光度很小的星只有离太阳很近的才能观测到，而在太阳邻近的空间内，光度大的星几乎没有，如果把研究的区域扩大，包含一定数量光度大的星，则许多光度小的星根本观测不到，能看到的距离不易精确测定。这种顾此失彼的局面使得光度函数的确定成为一项十分艰难的任务。实际上，普遍光度函数首先是通过对不同光谱型的恒星分别建立各自的光度函数，然后将它们综合起来而得到的。观测表明，银道面近旁恒星的光度函数与离银道面较远处的有显著不同，主要差别在于光度大的B型和A型星的数目随离银道面距离的增加下降得比G型和K型矮星快得多，在离银道面500秒差距的高度上B型和A型星已几乎绝迹。但是在应用光度函数于恒星统计时，这种差别往往难以顾及。通常只能假定整个银河系的光度函数取为对于太阳邻近恒星得到的光度函数。这个函数如图11.20所示，横坐标是绝对照相星等，纵坐标是在边长为1000光年的正方体内相应光度的恒星数目。

2．银盘概况　　把光度函数用于银盘。由图11.20可见，这个函数在绝对照相星等14^m处有极大，银盘中约95％的恒星的光度比太阳小。虽然光度很大的星数量稀少，但银盘的背景星光的大部分是由它们贡献的。

利用质光关系，将光度函数转化为恒星数目随质量的分布，得出在太阳邻近每立方光年的体积内约含有恒星质量$0.0014M_{\odot}$，在可见光波段每秒辐射$0.0017L_{\odot}$的能量。这些数据表明了银盘中恒星及其辐射能流的空间密度是何等地小。

在垂直于银道面的方向，银盘并没有截然分明的边界，为了估计其厚度，首先对它作一定义：天体的空间密度减小到等于银

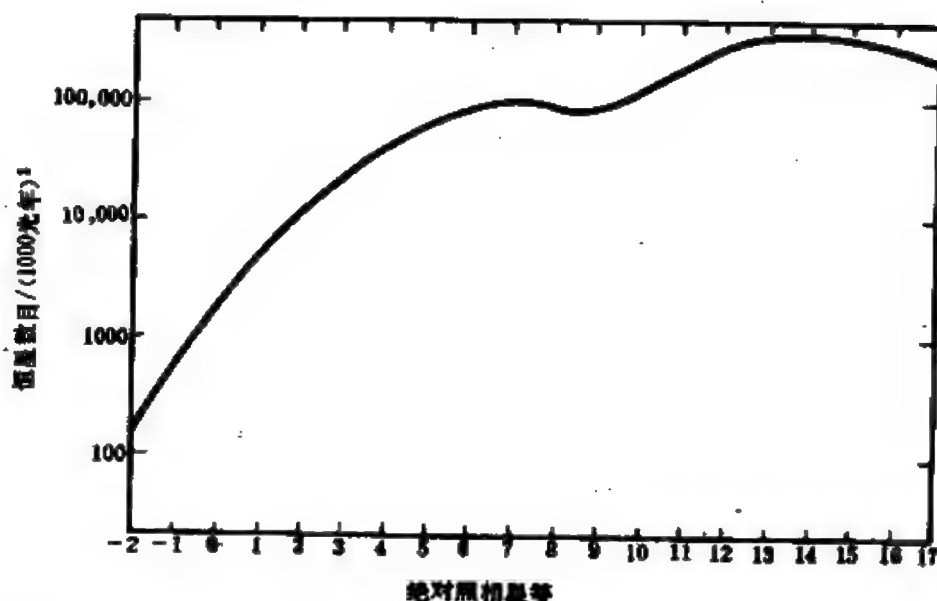


图 11.20 光度函数

道面中密度值一半的地方离银道面的高度。由于不同光谱型的恒星分布的方式不一样，因此利用不同类型的恒星得到的厚度数据也不等。例如，对O型星得到50秒差距，G型主序星为350秒差距，G，K和M型星一起给出厚度为700秒差距的结果。银盘内恒星栖息区域的直径约为40千秒差距，厚度只及直径的 $\frac{1}{60}$ ，因此从整体来看，银盘是非常薄的。

通过恒星空间分布资料的分析，发现太阳并不恰好在银河系对称平面内，而是位于该平面之北大约12秒差距的地方。正因为如此，银心方向的银纬不等于 $0°$，而是 $-1°24'$。

银盘内的恒星嵌在气体和尘埃之中。气盘伸展到更大的范围，直径达50～60千秒差距。对HI的观测表明，气盘在太阳处的厚度为250秒差距，厚度向外增加，在外边缘达 3 千秒差距，因而气盘呈向银道面两侧翘起的态势。气盘内HI的总质量估计为 $3\times10^{9}M_{\odot}$，平均密度约为 3×10^{5}个原子/米^{3}，但在太阳轨道以外很远

的区域内密度低得多。

用射电望远镜不能直接探测H_2分子的分布，但可以通过CO分子的观测来间接追踪H_2。因为有许多证据表明，星际空间中凡是有CO的地方必定存在H_2，即适宜于形成CO和H_2的环境是相同的。银河系内CO分子的分布如图11.21*a*所示，纵坐标给出CO的相对数量，横坐标是离银心的距离*R*，包括了2～19千秒差距的范围。总的说来，CO并不仿效HI的分布。在*R*＝6千秒差距处CO最密，从*R*＝8千秒差距向外，密度猛跌，而HI的密度大致保持相同（图11.21 *b*）。在*R*＝4千秒差距以内，CO的密度也减小，但下降幅度不很大。CO层的厚度为125秒差距。由CO推测H_2的分布，在太阳轨道以内，H_2分子大约占氢元素的93%，相反，在太阳轨道以外，大部分的氢以HI的形式存在。

星际尘埃常与分子云混在一起，因而可能也遵循CO的分布方式。观测表明，沿银道面星际红化最显著，特别在银心方向。在银心和太阳之间可见光波段上的消光达到25^m～30^m，以致银核是看不见的。不然，很可能可以看到亮度超过满月的银核。

在太阳附近几百秒差距以内有一些浓密的暗星云，造成了银

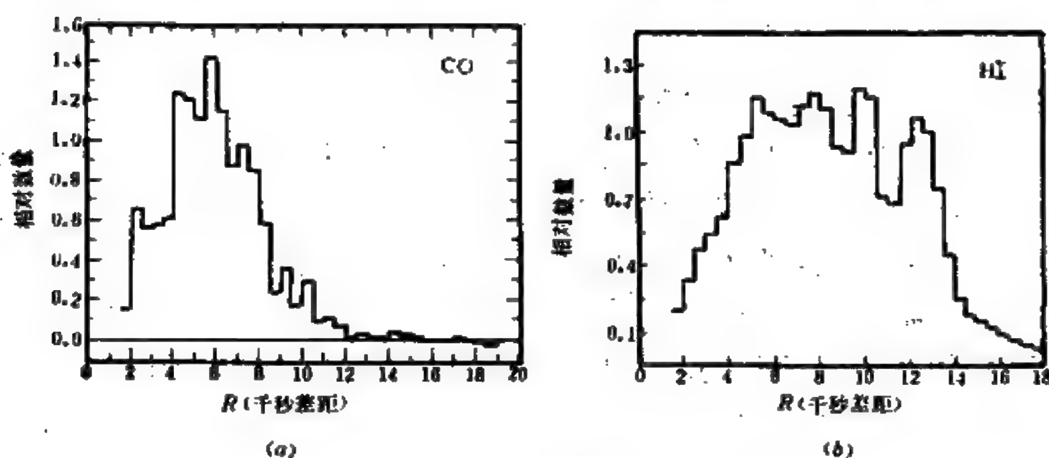


图 11.21 银河系中CO分子（*a*）与HI原子（*b*）的相对数量的分布

河中"大分叉"的黑暗区域。

二、旋臂证认

1．光学证认　四十年代后期，巴德和梅奥尔（N.U.Mayall）研究了离银河系最近的旋涡星系M31的结构，他们发现，该星系的旋臂在对蓝光敏感的照片上显现得最清晰，在旋臂中的天体有：O～B 2型星以及包含它们的疏散星团和星协，HII区，周期在10天以上的经典造父变星．它们成为旋臂的"示踪天体"。

巴德呼吁天文学家观测银河系内的这些示踪天体来证认银河系的旋臂．可是，这不是一个能轻而易举完成的研究课题．首先，对于研究旋臂来说，位于银道面附近的太阳是处在一个十分不利的位置上，观测者不是正面观测旋臂，而是从侧面看。其次，集结在银道面附近的星际尘埃对光学观测带来很大的限制．此外，这项研究要求能较精确地测定示踪天体的距离．

1951年，摩根等人利用O型、B型星和HII区来决定银河系旋臂的位置。随后，另外一些天文学家利用不同的示踪天体作了类似的研究．综合这些光学波段上的观测，发现在太阳附近有三段平行的旋臂，它们都是按照主要的所在方向的星座命名的（图11.22）。离太阳最近的叫天鹅臂，它长约3.7千秒差距，宽约370秒差距。天鹅臂有一小分支伸向猎户座，太阳很靠近它的内边缘．在天鹅臂之外、离太阳2千秒差距有一段英仙臂。在天鹅臂以内2千秒差距处的一段旋臂叫做人马臂。此外，有一些迹象表明，在太阳轨道以内4千秒差距处可能有一段矩尺臂。有人认为在船底座方向集结的气体、尘埃和年轻恒星也是旋臂的一部分，并且可能是人马臂的延伸。

应当指出，光学观测资料仅仅伸展到离太阳约1千秒差距的范围，远不足以描绘出银河系旋臂的整幅图象，所发现的几段旋臂并不能表明银河系就是有那么多条旋臂，也许它们只是两条旋

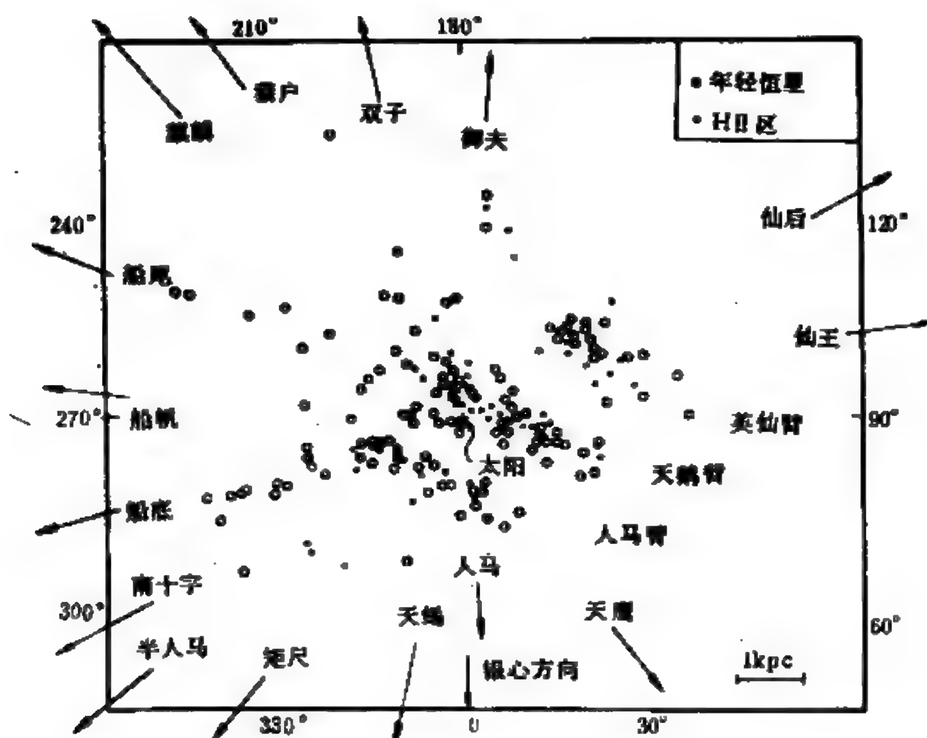


图 11.22 太阳附近的三段旋臂。图的四周标出了沿银河的星座和银经

臂的若干部分。

2．射电探测　观测表明，旋臂收罗了银河系中大部分气体、尘埃和年轻恒星，旋臂内物质的总密度大致是旋臂之间区域的10倍。在太阳附近的旋臂内星际弥漫物质和恒星的质量大约各占一半，但对于整个银河系而言，弥漫物质还不到总质量的10%。由此可见，旋臂是星际气体集结的场所，观测HⅠ21厘米谱线对于探测银河系的旋臂应起重要作用，而且射电观测不受星际尘埃的阻碍，甚至可以达到银心的另一侧。

通常在某一方向上HⅠ21厘米谱线的轮廓中会出现几个峰，例如图11.15有五个峰，表明视线穿过了五个HⅠ集结的云，它们很可能在旋臂内，测定每个峰对应的视向速度，由（11.37）式计算$\omega(R)$，然后利用银河系的自转曲线查得与$\omega(R)$对应的R值，即定

出了HI云的位置。沿着银道各个方向观测，将HI云的位置绘制成图，便可揭示旋臂的踪迹。

迄今，一些研究者得出的银河系射电旋涡结构图彼此并不一致，这可能有多方面的原因。例如，分析观测资料的方法不同；HI云的运动轨道并不严格是圆，它们除了作绕银心的圆周运动外，还有随机运动，从而导致距离估算不准确。作为观测结果之一在图11.23中展示。

顺便指出，在探测银河系旋涡结构的过程中，光学和射电观

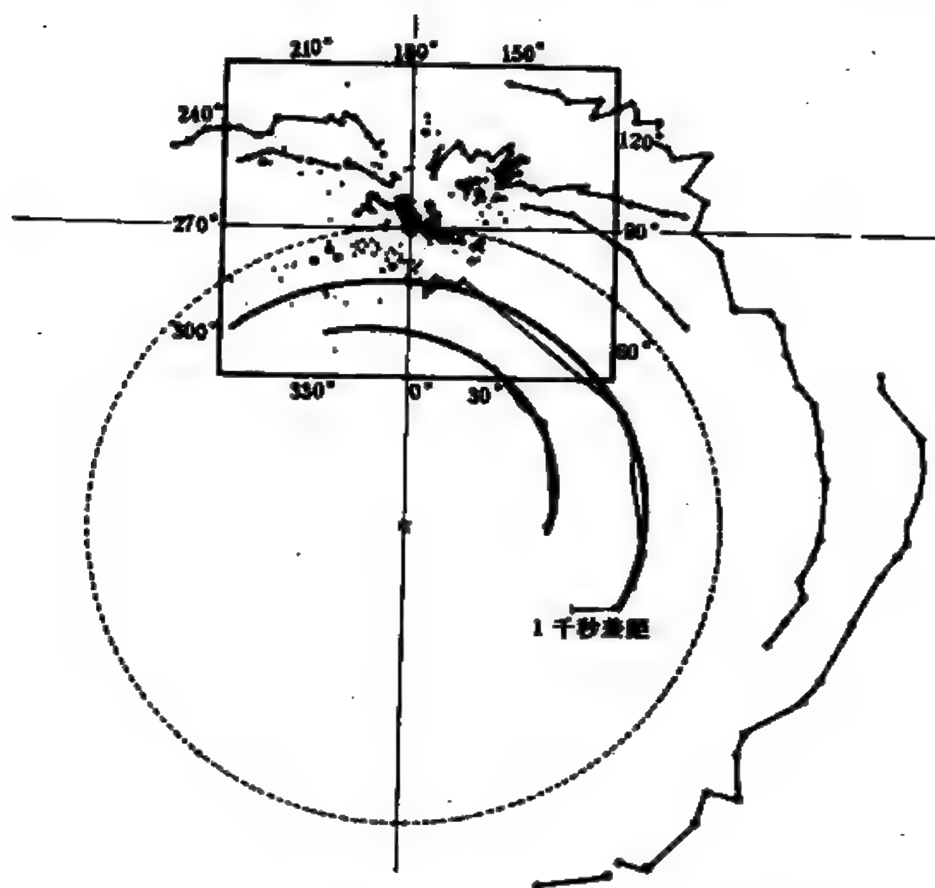


图 11.23　由HI21厘米谱线的观测资料得出的银河系旋涡结构图。为了比较，太阳附近的方框内也包括了光学观测的结果

测起了相互取长补短的作用。在太阳附近，光学观测结果比射电可靠；但在太阳轨道以内4千秒差距以外的区域，则几乎都是射电观测的贡献。尽管射电观测结果相互存在着矛盾，未能得出银河系旋涡结构的总体图案，甚至旋臂的数目仍悬而未决，但银河系是一个旋涡星系的结论已确定无疑。

三、旋臂理论

1．旋涡结构的持续性　　旋涡结构是星系的一种相当普遍的现象，在离银河系较近的星系中，有旋涡结构的占60%以上。长期以来，如何解释这种现象是一个引人注目的天文研究课题。在六十年代中期以前，除了林德布拉德以外，天文学家都认为旋涡图案是由物质臂构成的。所谓物质臂是指旋臂自始至终由同一些恒星、气体和尘埃组成。但这个观点遇到了两个问题的挑战：

（1）物质聚集在旋臂内的原因是什么？天文学家起初假设，大尺度的磁场是引起并维持旋涡结构的原因。然而，后来发现银河系内星际磁场的强度只有$10^{-10}\sim10^{-9}$特，这样弱的磁场不可能控制星际物质形成旋臂。

（2）旋涡结构如何能持续很长的时间？这个问题也就是物质臂必然会面临的缠卷困难的问题。由于银河系和其他旋涡星系的自转不是刚体式的，而是较差式的，里面部分的转动角速度比外面部分大。如果自转的方向是沿着旋臂从外向里，则经过绕转几周后，旋臂将变得越来越紧。图11.24所示的是当旋臂最里面部分（点1）绕转一周后旋臂图案的变化，从开始时绕星系中心略超过一圈发展到缠绕两圈。在相反的情况，即自转方向是沿着旋臂从里向外，则旋臂将变得越来越松。银河系自形成以来已旋转了不下几十圈，按理旋臂应缠卷得非常紧或已完全松散。但实际情况远非如此，星系的旋臂极少有缠绕两圈以上的。也许有人会争辩，旋臂并不如银河系那样年老，它们是不久前才形成的。如果说这

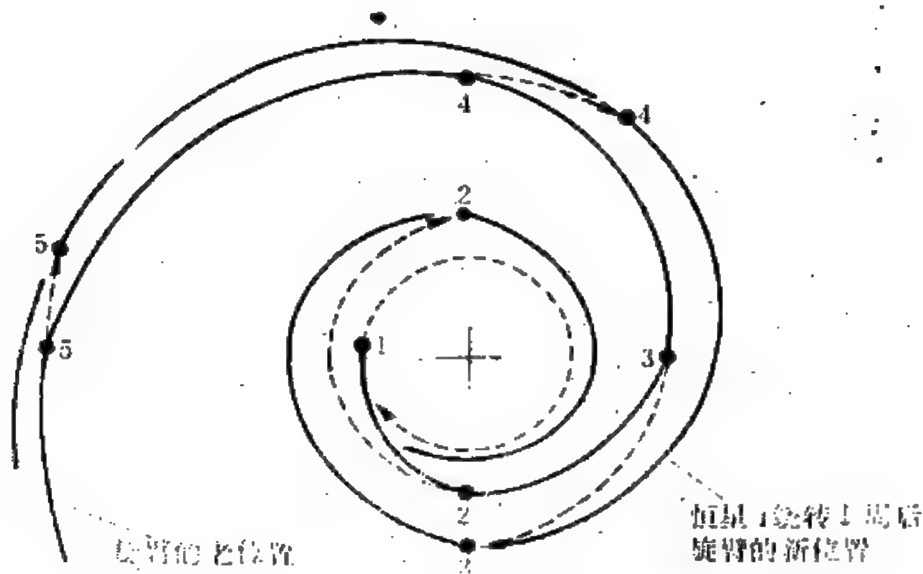


图 11.21 由于星系作较差自转，在自转方向沿着旋臂从外向里的情况下物质臂应越绕越紧

种理论在旋涡结构仅是个别星系特有的现象的情况下尚有正确的可能，那么在旋涡结构为许多星系所共有的实际情况下是无法使人相信的，因为不能设想所有旋涡星系的旋臂都很凑巧是最近形成的，还来不及缠紧或松散。况且，对于距离银河系数以亿光年计的遥远的旋涡星系，今天看到的旋涡结构其实是若干亿年前存在的。这些观测事实表明，星系的旋涡结构不是短时期内出现的现象，它至少持续了几十亿年。

2．密度波理论　1942年，林德布拉德为了解释星系的旋涡结构提出了密度波的概念，并且多年致力于发展密度波的理论，但由于缺乏定量的结果，这个理论未被天文界接受。从1964年起，华裔美国学者林家翘（C. C. Lin）及其合作者徐遐生（F. H. Shu）等人发展了密度波理论。他们建立了一整套的数学方法使这个理论具有定量的形式，并且取得了一些与观测相符合的结果，在国际天文界引起了很大反响。

按照密度波理论，星系的旋涡结构是由引力引起的。作为理

论的出发点，林家翘假设在高度扁平的旋转着的星系的中央平面内引力势有一个螺旋式的扰动成分，形成了引力势分布中数值极小的波谷。当在近于圆轨道上运动的气体和恒星进入螺旋式的引力势波谷后，速度减慢，表现为物质的聚集；当它们穿出波谷后，速度增加，表现为物质的松散，于是出现了物质密度的波动——密度波。沿着引力势的波谷物质密度最高，呈现为旋臂。

在密度波理论中，引力势的旋涡图案绕星系中心作刚体转动，即其上各点的角速度相等，转动方向和星系自转方向相同。旋涡图案旋转得比星系大部分区域内的天体慢。对于银河系，旋涡图案的角速度取为13.5千米（秒·千秒差距），大约仅为太阳附近天体的转动角速度的一半。

密度波理论中的旋臂与物质臂的一个根本区别在于：前者是密度波的产物，由于气体和恒星绕星系中心旋转跟旋涡图案不同步，它们不断地进入和穿出旋臂，因而旋臂的成员不断在更换，处于某种动态平衡中，故旋涡图案不变；而物质臂始终是由同一些成员组成的。这种密度波的概念可以形象地以公路上流动的汽车作比喻。如果在一段公路上飞驰的许多小汽车中夹杂了一辆满载货物行驶缓慢的卡车，则在卡车后面的小汽车势必受到阻塞，但仍不断有小汽车绕过卡车后高速前进。一个站在公路旁高山上的观测者看到的这番情景很类似于密度波理论中的旋臂：卡车后面小汽车密集，卡车前面小汽车分布得较稀疏，形成了密度的波动，尽管密集和稀疏地段的小汽车不断在更换，但随着卡车缓慢移动的疏密图案却具有持续性。显然，在密度波理论中不存在旋臂缠卷的问题。

密度波理论得出，在高度扁平的星系中有一个旋涡结构盛行的区域。对于银河系，这个区域大致介于离中心5～15千秒差距之间，太阳正位于旋涡结构生成的区域内。密度波理论预言，从星系核相对的两侧延展出的两条旋臂是稳定的旋涡结构，因而能

长久存留。

旋涡图案在星系盘内转动，它相对于气体的速度超过声速，当它扫过时，气体突然受到压缩，在旋涡图案的前沿形成了具有星系尺度的激波。激波促使被压缩的气体云坍缩，形成巨大的分子云复合体，然后产生了恒星和HⅡ区。气体被压缩也有助于产生尘埃，于是在激波后面应有尘埃窄带。新诞生的恒星质量大小各异，其中光度大的O型和B型星寿命只有$10^6 \sim 10^7$年，在这段时间里它们相对于旋涡图案仅位移了很短的路程，因而始终标志着旋臂的踪迹。随着旋涡图案在星系盘内移动，不断有新的恒星形成，它们取代了以前形成的光度已衰退的恒星，旋臂特征得以长期维持。

密度波理论可以计算出双旋臂的宏观图象，解释旋涡结构的持续性，预示旋臂的一般特征，因此它取得了很大成功。然而，这个理论也遇到一些困难。最严重的是它至今不能圆满地说明螺旋式的引力势扰动是如何起源的。另外，通过星际物质的密度波应损耗能量，如果没有能量供应，大约在10亿年内将消失。考虑到激波也要消耗能量，则在1亿年内就将消失。现在还不清楚什么供能机制会在其中起作用。

四、古德带

天文学家对B型星的空间分布经过几十年的研究，确认在太阳附近有一个不同于星团或星协的比较独特的恒星系统，叫做古德带，因古德（B.A.Gould）于1879年最早发现它而得名，也有本星团之称。

古德带是从猎户座内的旋臂部分伸展出去的一条亮星集中的带。主要成员是B2～B5型星，还有O型星、弥漫星云和几个星协。古德带长约700秒差距，宽70秒差距，质量估计为$2 \times 10^5 M_\odot$，因此比疏散星团和星协都大。古德带与银道约成16°的交角，其中心在$l = 270°$，$b = -3°$的方向，离太阳100秒差距。带的平面位于

太阳南面，相距12秒差距。

值得注意的是古德带延伸的方向垂直于银心的方向，也就是与银河系自转的方向符合，但跟太阳附近的旋臂的延伸方向不完全一致，它是否位于银河系的旋臂之中还不能确定。

1954年，法国天文学家沃库勒（G. Vaucouleurs）发现大麦哲伦云这个银河系的伴星系与银河系之间有物质相连，连接物质在银经230°～240°方向延伸。他认为古德带可能是连接物质的一部分，它对银道的倾斜是大麦哲伦云的影响所致。

§11.6 核球、银核和银晕

一、核球

银河系的银盘与中央区域联在一起形如凸透镜或铁饼，中央凸起的部分就是核球。它的外边缘离银心约5千秒差距，在那里有一个由巨大的HⅡ区组成的环以及许多分子和尘埃云。核球里面有许多恒星，由于受星际物质的遮蔽，关于它们的星族特征还不很清楚，有些天文学家认为大多是星族Ⅱ恒星，另一些则认为以年老的星族Ⅰ恒星为主。除了恒星之外，还有一些较特殊的结构。

通过HⅠ21厘米射电辐射观测，发现离银心约3千秒差距处有一个正在膨胀且旋转着的旋臂或气环。介于太阳与银心之间的部分以50千米/秒的速度朝向观测者运动；在银心另一侧的部分以135千米/秒的速度背离观测者运动。它大概是在3×10^7年以前从银核抛出的HⅠ气体的产物。还有其他的迹象表明银核曾经有过爆发活动，其中包括在高银纬天区观测到的高速HⅠ云以及存在一个与银河系对称平面倾斜20°、半径为1500秒差距的H_2分子薄盘结构。

在离银心 300 秒差距处还发现一个环，那里有许多年轻的恒星群以及与之成协的高温HⅡ区、分子云和尘埃云。估计在银心周围半径300秒差距以内物质的总质量为$1.5\times10^{9}M_{\odot}$，其中气体约占1～2%，而以HⅡ区为主的电离气体占气体总质量的15%。

二、银核

核球的中央是银核。天文学家对于银核的研究刚刚开始，认识还很肤浅。关于银核的大小至今没有明确一致的意见，一般认为它是在银河系中心半径只有几个秒差距的小区域。在目前的观测水平下，严格地划分银核的外边界既缺乏依据也没有意义。为了叙述的连贯起见，这里介绍银核的情况时所涉及的天体中有的离银心的距离已超越了几个秒差距。在不少天文书籍中含糊地以"银心区域"代替，实际上它是指包括银核在内的更大一些的范围。

由于太阳与银心之间的星际尘埃对可见光有严重的消光作用，研究银核主要依仗射电、红外、X射线和γ射线波段上的观测。此外，观测邻近的星系的核心也有助于认识银核的性质。

1．射电观测　早在1931～1932年，央斯基最先接收到了来自银心方向的射电辐射。在四十年代得到的第一批射电连续辐射图上，银心方向的强度出现极大值。1951年，皮丁顿(J. H. Piddington)和明尼特(H. C. Minnett)发现人马座中一个分立的强射电源，它明显位于银心的方向。按照他们的建议，这个射电源取名为人马A。

经过多年的观测，射电天文学家获得了银心区域的许多射电图，其中唐恩斯(D. Downes)等人在3.75厘米波长上观测到的一幅图(图11.25)非常有名。图中，射电辐射等强度线上标出的数字是天线温度，它是射电望远镜天线接收功率的一种量度，其数值跟天线的大小有关，但是对于同一架天线，天线温度与射电源辐射的强度成正比。图上沿着银道有一串分立射电源，共八个，它们

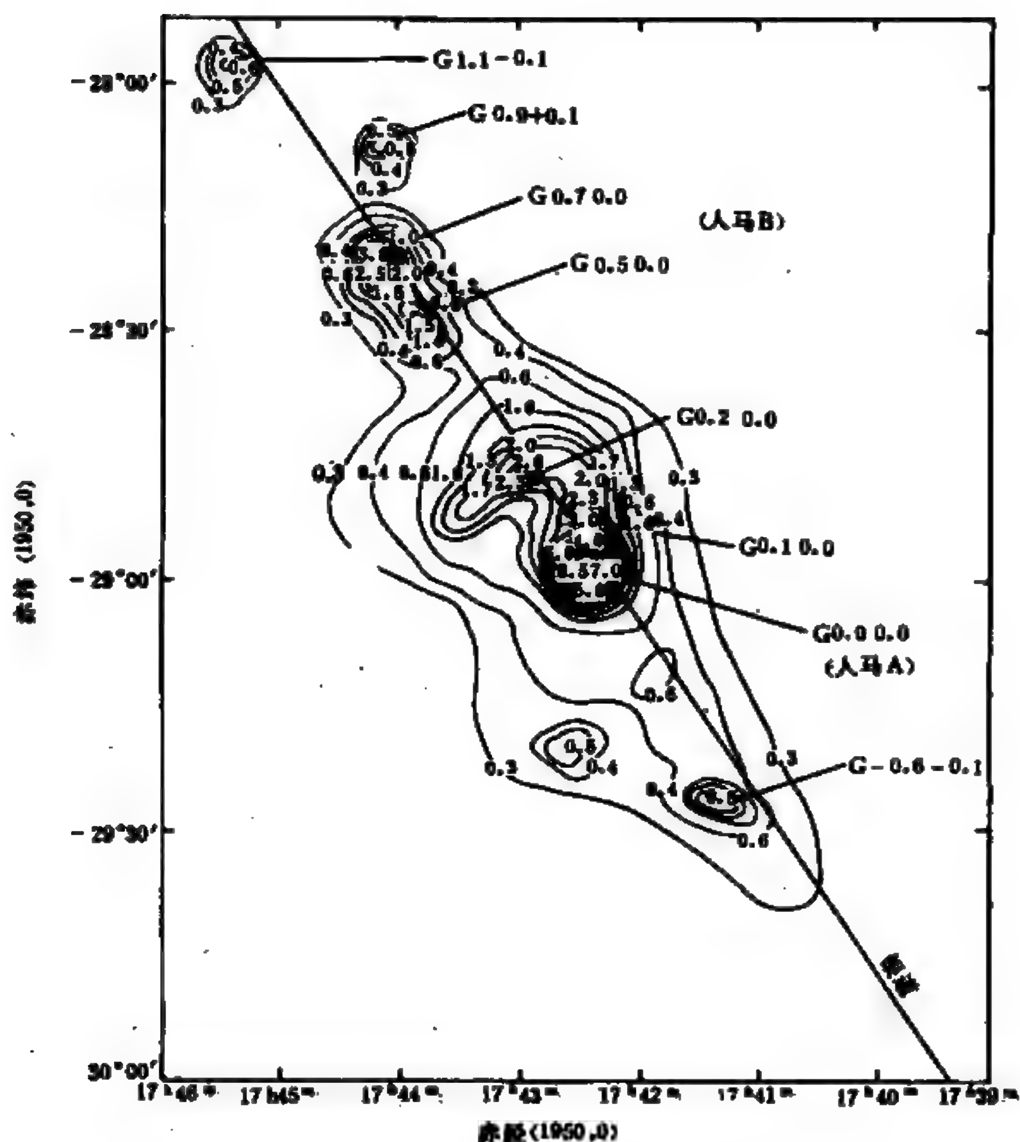


图 11.25 3.75厘米波长的银心区域射电图

以字母G后面附银经和银纬的数字表示，其中最强的是人马A，现在普遍认为它是银心位置的标志。

在不同波长上观测这些射电源，分析它们的亮度随波长的分布，表明人马A在物理性质上不同于它附近的七个射电源。前者

的射电辐射中一部分来自电离气体，另一部分跟蟹状星云十分相似，是磁场中相对论性电子的同步加速辐射；后者呈现HⅡ区的特征，其射电辐射是自由电子与原子在复合过程中产生的。

在高分辨的射电图上，人马A实际上分解成两个射电源，按照它们相对的方位，分别称作人马A东和人马A西（图11.26）。人马A东的角直径为150″，具有同步加速辐射谱。人马A西的角直径为45″，射电辐射谱与HⅡ区的类似，其内有一个点状射电源，可能是银河系真正的核心。

从研究星际分子的观点看，位于人马A东北方40′的人马B很引人注目，这个射电源至少由七个致密的HⅡ区组成，并且埋藏在一个直径约为30秒差距的分子云内，几乎每一种星际分子首先是在这里被发现的。

2．红外观测　银心区域辐射的可见光中能透过星际尘埃

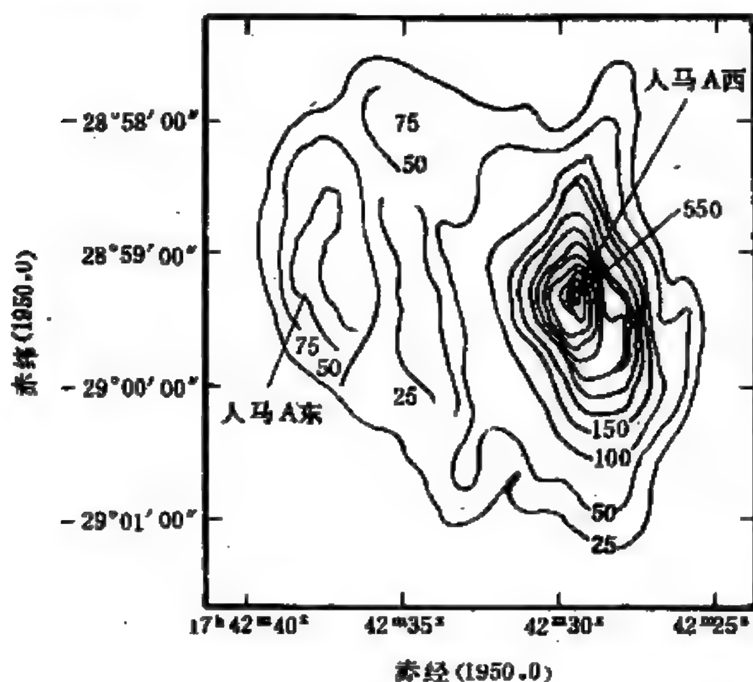


图 11.26　人马A的高分辨射电图，它由人马A东和人马A西组成

到达地球的只占$10^{-10} \sim 10^{-12}$，而近红外辐射中约10%可到达地球。对银心区域的红外观测最早是在1951年由苏联天文学家进行的。六十年代后期这个领域才开始取得较大的进展。作为图11.25的继续，图11.27中绘出了银心区域八个射电源的位置以及

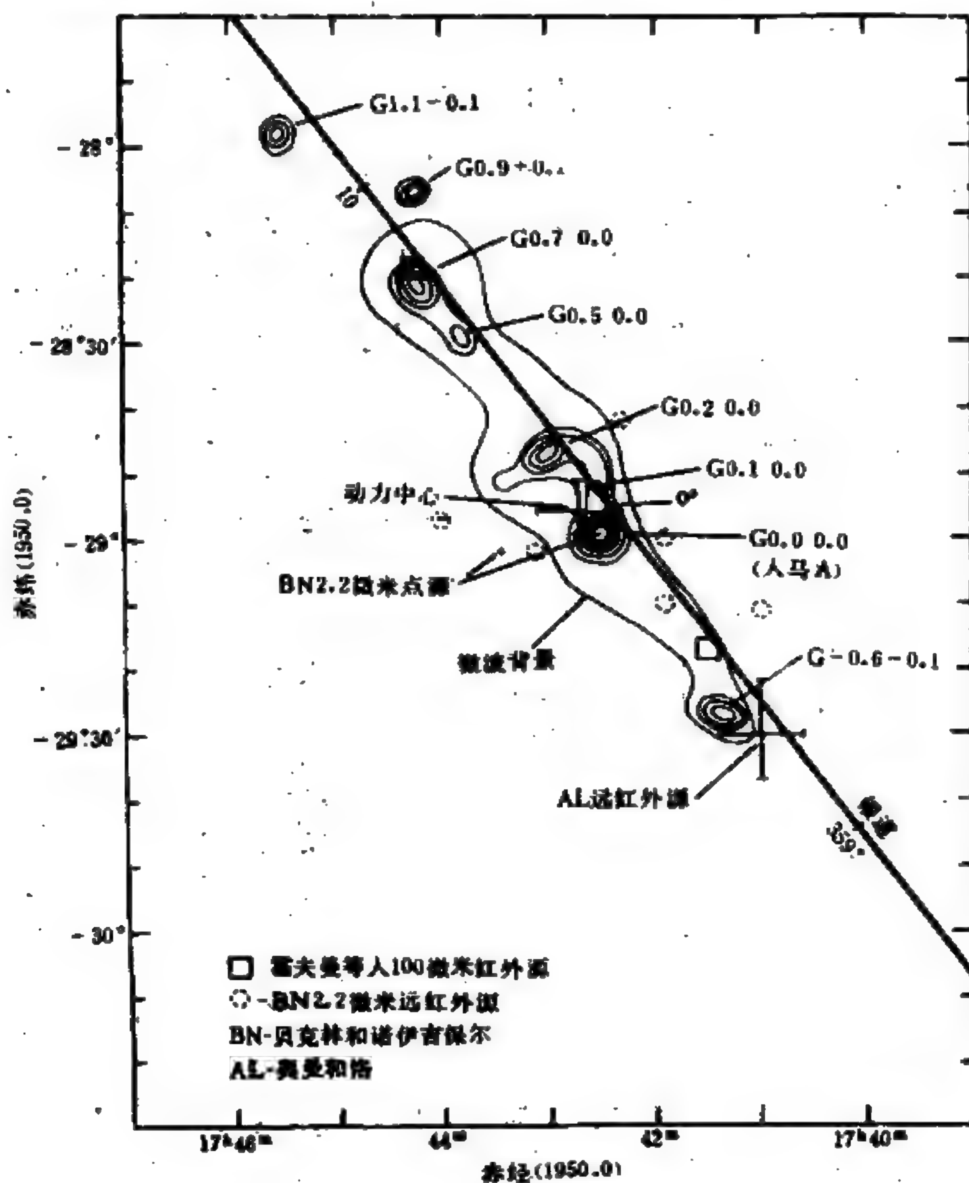


图 11.27 银心区域的红外源和射电源

红外源。红外观测的结果是贝克林、诺伊吉保尔，霍夫曼（W.F Hoffman)、奥曼(H.H.Auman)和洛等人在1970年前后得出的。

贝克林和诺伊吉保尔发现，银心区域发射很强的2.2微米红外辐射。最强的源的角直径达5′，相应的线直径为12秒差距，在其中央有一个角直径仅15″，即线直径小于1秒差距的小红外源，它很靠近射电源人马A的位置。在更长的红外波段上观测，发现这个小红外源在3～20微米之间发射的强度大得惊人，使它的光度达$10^6 \sim 10^7 L_\odot$。在更长的远红外波段，特别是30～300微米之间，其强度远大于根据在近红外和最短的射电波段上观测到的强度的内插值。

关于银心区域强红外辐射的来源现在有一些推测。最合理的解释是那里有一个被稠密的尘埃云包裹着的发射星云和热星的复合体，尘埃云被加热，发出红外辐射，而埋藏在尘埃云深处的发射星云和热星在可见光波段是看不到的。此外，在银核内可能栖息着的大量年老的晚型巨星似乎对2.2微米红外辐射起了重要的贡献。

在七十年代，发现了NeⅡ（一次电离氖原子）12.8微米的一条红外发射线，并通过它对人马A西及其附近区域进行了许多观测，根据该谱线的宽度和多普勒位移获得了关于银核的一些信息。观测表明，电离气体密集在直径约1.5秒差距（角径≃30″）的区域内，其中心是人马A西的致密核心，而且电离气体在绕银心快速旋转，对HⅡ区的射电观测也证实了这一点。离银心1.6秒差距以内观测到14个分立的电离气体云，它们的平均转动速度为200千米/秒，另有100千米/秒的膨胀速度，每个云大约包含$1M_\odot$质量的气体和少量的尘埃。电离气体的转动速度随离银心距离的减小而增加，可能是受银核中央一个质量很大而体积很小的天体的引力作用所引起的开普勒运动。

3．X射线和γ射线观测　“自由号”卫星和其他一些X射线

卫星先后观测到来自银心区域的X射线辐射，其中有X射线展源、短寿命的点源和X射线暴。不久前，"爱因斯坦X射线天文台"的观测揭示了银心区域的X射线图象(图11.28)。在这幅图上有12个分立的X射线源，离银心的距离都在100秒差距以内，它们镶嵌在一个较弱的弥漫X射线发射源中。其中一个X射线源跟射电源人马A西的位置符合，它的X射线光度约为10^{28}瓦，并且在六个月的时间间隔内光度没有明显的变化。其他分立源的X射线光度也差不多，在$10^{27}\sim10^{28}$瓦范围内，跟银河系中另一些X射线源相比，它们是较弱的。

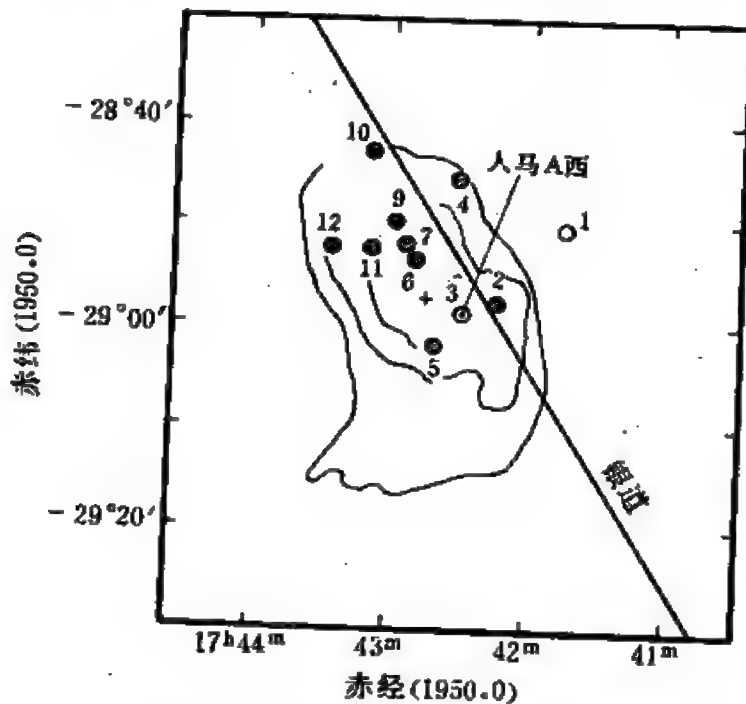


图 11.28 银心区域波长短于0.6纳米的X射线辐射图。有影条的小圆是分立源；轮廓线代表弥漫发射，其发射中心以"+"表示

正负电子偶湮没时发射出511千电子伏能量的辐射落在γ射线的范围内。自1970年以来，用气球和卫星观测银心方向的这种能量的γ射线谱线已有十几年的历史。观测表明，在银心区域内有

一个较稳定的银河系中最强的γ射线源，光度至少为6×10^{30}瓦。在观测定位$\pm4^\circ$的不确定范围内，该源的方向与银心方向一致。511千电子伏发射线的强度在随时间变化，从1979年秋至1980年春的六个月内，强度下降三倍。这意味着正负电子偶湮没区域的大小应小于六个月内光传播的距离，即0.5光年。关于正电子的来源，一种较可能的解释是在吸积着物质的黑洞周围的强辐射场中由光子-光子碰撞产生了正负电子偶。

4．银核概况　　综合射电、红外、X射线和γ射线的观测资料，目前天文学家对银核的认识扼要归纳如下。

在离银心几个秒差距的区域内，有银河系中最密集的恒星群，并有电离气体和尘埃。大多数的气体和尘埃聚集成一些分立的云。恒星的运动资料难以获得，云的运动速度可大到接近300千米/秒。如果银核内各类恒星的相对数目跟通过光学观测得到的仙女星系的核心内的资料相同，则估计在离银心3秒差距之内恒星的总质量为$10^7M_\odot$，而银核内恒星的密度至少比太阳附近大10^7倍。根据红外辐射的测量，推算在银心近旁1秒差距内的光度为$(1\sim3)\times10^7L_\odot$。

银核内电离气体的高速转动表明，大约有$3\times10^6M_\odot$的物质密集在中央。这些物质不大可能以恒星集团的形式存在着。因为，如果集团中的恒星分布范围较大，则越靠近银心，起引力束缚作用的物质越少，电离气体的转动速度应减小，与观测事实不符。如果恒星分布极其密集，彼此间的距离平均只有1～2天文单位，碰撞势必频繁发生，这样的恒星集团不能维持下去。因此，较可能的推测是银核中央有一个大质量的黑洞。正负电子偶的湮没辐射和X射线辐射也表明银核内可能包含着不寻常的天体。

人马A西内的点状射电源的发射功率比大多数银河致密射电源如脉冲星大1～2个数量级。关于它的详细结构还不清楚，但用射电干涉技术测得它的角直径只有0.001″，相应于10天文单位，

这是它的大小的上限。这个极小的射电源的中心可能是一个黑洞。

三、银晕

银晕中可观测到的主要成员是球状星团，它们是银河系中最年老的天体，根据赫罗图上主序转向点的位置估算年龄在$5\sim15\times10^9$年之间。球状星团绕着银心旋转，轨道的偏心率以及轨道面与银道面的交角一般均较大，轨道速度为100～150千米/秒。当它们穿过物质较稠密的银盘时，星团中所剩不多的星际气体和尘埃会被进一步"扫除"干净。

除了球状星团以外，在银晕中观测到离群的恒星，其中有少量的天琴RR型星。银晕也含有气体，但比银盘少得多。21厘米射电观测发现在高银纬天区有高速运动的HⅠ云。然而，银晕中的气体据推测大部分应是电离氢，这种气体来自银盘中的超新星爆发、HⅡ区膨胀和恒星风。

最近十几年以来，天文学家对银河系的质量和大小的认识有了很大的改变。在六十年代建立的模型中，银河系的质量估计在$(1\sim2)\times10^{11}M_\odot$范围内，直径为[illegible]千秒差距。七十年代中期，一些天文学家通过理论分析提出了银河系的质量比以前公认的数值大得多并且拥有十分延伸的晕的见解。例如根据动力学的研究，薄薄的银盘除非周围有一个质量很大的晕，否则就不可能是稳定和持久的。在利兹等人的银河系自转曲线得出后，不少天文学家重新建立了银河系模型来拟合这条曲线。不同的研究者建立的模型虽然各有差异，但都得到一个很大的银晕（和甚至更大的银冕）的结果。大体上说，银河系的总质量达$2\times10^{12}M_\odot$，呈扁球形的银晕（或银冕）伸展到离银心100千秒差距以远的地方。

在新建立的模型中，银晕（和银冕）的质量比银盘、核球和银核大得多。但银晕内可见的天体并不多，因而它包含的物质大多是看不见的。可以设想，这部分物质以难以直接观测到的天体的

形式存在着，诸如质量小光度低的恒星，质量为行星和小行星数量级的天体，死亡了的恒星——白矮星、中子星和黑洞。此外，可能有大量陷入银河系磁场的以高速电子和质子为主的宇宙线。

第十二章　星系和宇宙

§12.1　河外星系的发现和分类

一、河外星系的发现

在人类认识宇宙以及自己在宇宙中的地位的进程中，曾经有过从地心说到日心说和确定银河系存在的飞跃，而河外星系的发现又是一次认识上的飞跃。从提出河外星系的观念到最后证实它们的存在经过了几番周折，历时长达一百七十年。

1．宇宙岛的观念在十八和十九世纪中的兴衰　十八世纪中叶，斯维登堡和赖特在推测银河是一个庞大的恒星系统的同时，分别提到宇宙中有许多这类恒星系统。1755年康德在《自然通史和天体论》一书中，作为无限宇宙的必然推论，明确提出"广大无边的宇宙"之中有"数量无限的世界和星系"的观念。宇宙中无数的恒星系统可形象地比喻成汪洋大海中的岛屿。虽然"宇宙岛"这个名称正式出现于1850年德国博物学家洪保德(F. W. Humboldt)的著作《宇宙》第三卷中，但通常把宇宙岛的观念归功于康德。

关于宇宙岛是否存在的议论始终是围绕着星云的观测而展开的。

星空中的云雾状天体除了极个别的能用肉眼看到外，都是在望远镜发明以后陆续发现的，到十八世纪已记载了几十个。十八世纪八十年代，梅西耶的星团和星云表发表后，威廉·赫歇耳挑选了表中梅西耶称之为"无星的星云"的29个对象，用他自制的口

径46厘米焦距 6 米的反射望远镜观测，发现它们中的大多数被分解为恒星。他认为，即使用他的望远镜无法分解的星云，在未来更大的望远镜中也应被分解。他断言，所有的星云都是由恒星组成的星系，康德等人的见解是正确的。由于威廉·赫歇耳当时在天文界的声望，宇宙岛的观念首次产生了广泛的影响。其实后来知道，威廉·赫歇耳观测的29个对象中大多数是球状星团和疏散星团，因此分解的并不是河外星系而是河内天体，但他得出的宇宙岛存在的结论是正确的。

但是，后来威廉·赫歇耳花费了很多时间作巡天观测，共记录了2500个云雾状天体，1790年他观测到一个天体(NGC 1514)，中间有一颗星，四周是云，他称之为行星状星云。后来他又接连发现了许多行星状星云和弥漫星云，这些天体显然是无法分解为恒星的星云状物质。于是他改变了以前作的星云即宇宙岛的结论，认为宇宙岛的假设不再成立，致使在十九世纪的前期宇宙岛的观念受到了挫折。

1845年，罗斯制成了当时世界上最大的口径1.84米的金属面反射望远镜，经过数年观测，他将50个云雾状天体分解为星（其实，它们之中绝大多数也是星团)，其中不少是威廉·赫歇耳未能分解的。他和同时期另外的天文学家发现猎犬座中的M 51 以及其他几个星云具有旋涡结构。这些新的观测结果使得在十九世纪中叶宇宙岛的观念又活跃起来。

天体分光术的问世为云雾状天体的研究开辟了一条新途径。1864年，哈根斯观测天龙座中的一个行星状星云，发现它的光谱由几条明线组成，类似于炽热气体的光谱。后来他又陆续观测到许多星云呈现明线光谱。他宣称揭开了星云之谜，它们不是一群恒星，而是一团发光的气体。哈根斯虽然也观测到一些有类似恒星光谱的星云，如M 31，但它们的光线经棱镜色散后变得十分微弱，难以看清连续光谱上的吸收线，他因此也没有予以重视，

仍坚持一切星云都是气团的观点，错失了得出存在两种本质迥然不同的星云这个正确结论的良机。照相术应用于天文观测后，星云照片上揭示的细节胜过目视观测，以前有人宣称"可分解为星"的星云，如蟹状星云、猎户座星云等，原来是不可分解的。同时，十九世纪正是太阳系起源的拉普拉斯星云说风靡一时之际，星云被看成是正在向行星系统演变中的天体，它们都属于银河系。在这一时期对宇宙岛的信念在天文学家的心目中一落千丈。

2．沙普利-柯蒂斯大辩论　二十世纪初，用口径较大的望远镜拍摄到许多更微弱的星云，其中很大一部分具有旋涡结构，研究这种旋涡星云的性质成了天文学上的热门课题，但大相径庭的见解依然同时并存。有的人认为旋涡星云是球状星团形成的早期阶段；持太阳系起源的灾变说的学者把它们解释为正在形成中的行星系统，因为按照这种假说，太阳受一个接近它的恒星的潮汐力作用被拉出了两条旋臂状的气流，后来形成了行星；但也有天文学家猜想它们是类似银河系的恒星系统。

长达一个半世纪的争论已表明，对于云雾状天体无论用望远镜分解还是用光谱分析都不足以令人信服地揭开河内或河外天体之谜。因为，被分解为星的云雾状天体可能是银河系内的星团；光谱跟恒星类似的未必是恒星系统，有可能是反射星云。真正解决问题的途径应是通过测定银河系的直径和旋涡星云的距离，如果前者大于后者，则说明旋涡星云是河内天体；反之，则它们是河外天体。

1918年，沙普利利用球状星团作为银河系边界的标记对银河系结构和尺度的研究作出了重大贡献，但他得出的银河系尺度被夸大了(见§11.1)。而在这之前，对一些旋涡星云估计的距离由于方法中的失误或不精确被缩小了，都小于沙普利估计的银河系尺度，因此他一直反对宇宙岛的见解。

旋涡星云中偶尔出现的新星、超新星可以作为星云距离的示踪天体。早在1885年观测到M 31中一颗亮度激增的恒星，在一段时间内天文学家曾把它当作新星，如果其特性与1901年英仙座新星相仿，则定出M 31的距离为500秒差距。后来知道，这颗星（仙女S）应是超新星，因而根据新星得出的距离被大大缩小了。1895年在NGC5253中出现的超新星当时也误认为新星。1917年，威尔逊山天文台里奇（G. W. Ritchey）在旋涡星云NGC6946的一张照片上偶然发现了一颗新星。在随后的两个月中天文学家查对了威尔逊山天文台的照相底片，又在一些旋涡星云中找到了11颗新星。利克天文台的柯蒂斯（H. D. Curtis）也参与了新星的搜寻工作，并在NGC4527和NGC4321等星云中发现了不少新星。柯蒂斯认为旋涡星云的名称是不恰当的，新星的出现证明了它们实际上是恒星系统而不是气体云。他假设旋涡星云中的新星亮度极大时的绝对星等跟银河系中的一样，比较亮度极大时的视星等就定出旋涡星云的距离，结果表明它们都是很远的，超出了银河系的范围。由旋涡星云的角直径和距离的数据算出的线直径都比沙普利的银河系尺度小，柯蒂斯认为沙普利的数据是不正确的。

沙普利和柯蒂斯成了当时关于旋涡星云的两种对立观点的代表人物。1920年4月，美国科学院在华盛顿召开了“宇宙的尺度”辩论会，会上他们两人就银河系的大小和旋涡星云的真相展开了论战，这就是天文学史上有名的沙普利-柯蒂斯大辩论。

柯蒂斯认为，旋涡星云中出现新星提供了关于它们的性质的线索，只有恒星系统而不是气体云才可能出现新星爆发。旋涡星云的光谱不是象气体星云那样的发射线谱，而是连续光谱上重叠了吸收线，恒星集团应具有这种光谱。柯蒂斯还指出，旋涡星云角直径的范围相当大，从2°到10′，甚至更小，如果所有旋涡星云的线直径大致相仿，则它们的距离必定相差很大，因而不可能是银河系的成员。

沙普利坚信他得出的银河系尺度的数值，并认为旋涡星云是分布在银河系边缘的天体。他怀疑柯蒂斯根据新星确定的旋涡星云距离的可靠性。他以颠倒的推理来反驳柯蒂斯，如果旋涡星云也是跟银河系一样的恒星系统，其尺度为他对银河系估计的数值，则从它们的角直径推出的距离是很大的，例如M31应远达1000万光年。这样一来，旋涡星云中新星的光度大得难以置信，沙普利因此断言，旋涡星云不是河外的。

由于双方当时的论据都不够充分，这次辩论会以没有结论而告终。

3．宇宙岛观念的最后胜利　沙普利-柯蒂斯大辩论之后的三、四年内形势急转直下。1922年，威尔逊山天文台的邓肯在M31中发现了一些变星。1923年，哈勃用威尔逊山天文台当时世界上最大的望远镜通过照相观测将M31的外围部分分解为单个的恒星，并证认出其中的一颗变星是造父变星，接着在M31中又找到了几颗造父变星。此外，在M33和NGC6822中也发现了一些这类变星。他利用周光关系，推出M31的距离为150千秒差距。由于他采用的周光关系零点不精确，这个距离数据虽然比现在采纳的小得多，但仍比沙普利作为银河系边界标记的球状星团远。对M33和NGC6822算出的距离更大。1924年，哈勃在美国天文学会上宣布了这一重大发现，结束了沙普利和柯蒂斯的论战，证实了旋涡星云是河外的与银河系同类的恒星系统。这是二十世纪中天文学上的最重大发现之一，从此人类对宇宙的研究跨越了银河系的疆界，进入更广阔的空间。

如今天文学家早已不再沿用宇宙岛这个名称了，而把跟银河系同一层次的恒星系统称为星系，它是河外星系的简称。河外星云这个名词由于是误称，除了在叙述历史时使用外，也已被摒弃。

关于星系的命名最常见的是取自M、NGC和IC三本表中的编号，对于未列入这三本表内的星系命名的规则也类似。

二、星系的哈勃分类

星系很多，望远镜越大，能看到的数目越多，现在已观测到的星系的数目达10^9数量级。科学研究的第一步往往是对所研究的客体进行分类。几十年以来，对星系已建立了几种分类系统，其中影响最大应用最广的当推哈勃的分类。哈勃是星系天文学的开拓者，他在大量观测资料的基础上于1926年提出了一个星系的分类方案，从三十年代至五十年代又经他本人以及另外几位天文学家的修改和补充，世称哈勃分类。在这个分类中，星系按形状分成椭圆星系、旋涡星系和不规则星系三大类，旋涡星系又分为正常旋涡星系和棒旋星系两族。根据星系中核球相对于扁盘的大小、旋臂的特征、旋臂或扁盘分解成星和HⅡ区的程度等，每一类又分成若干个次型。

1．椭圆星系　　呈椭圆形或正圆形，没有旋涡结构。这类星系通常中央较密，包含一个核，但也有些并没有核。它们的形状彼此相似，主要差别在于扁度以及表面亮度向外的下降率不同。在椭圆星系中观测不到21厘米射电辐射，表明没有或仅有少量气体和尘埃。它们典型的光谱类似于K0～K5型恒星的光谱，O型和B型星不存在，辐射大部分来自K和M型巨星，但成员星主要是质量小于太阳的矮星。

椭圆星系用字母E表示。按照扁度的不同椭圆星系分为E0、E1…E7等八个次型，E后面的数字n由下式定义：

$$n = 10\frac{a-b}{a}, \qquad (12.1)$$

其中a和b分别是椭圆的半长径和半短径，以角度为单位，n取整数。E0星系是正圆形的，E5星系的半长径等于半短径的两倍，已发现的最扁的椭圆星系是E7型。图12.1是四个不同扁度的椭圆星系的照片。必须指出，由于观测到的星系的形状是它们在天球上

投影的结果，从(12.1)式确定的仅是视扁度而不是真扁度。如果椭圆星系都具有轴对称性和面对称性，对称轴是短轴，它们在空间的取向应是多种多样的，因此一般说来视扁度不等于真扁度，只有当短轴与观测者视线垂直时两者才相等。如果短轴沿着视线方向，那么无论怎样扁的椭圆星系看起来都是圆形的 E0 型。于是，E0 星系不一定是球状的，E7星系则一定呈很扁的椭球形。

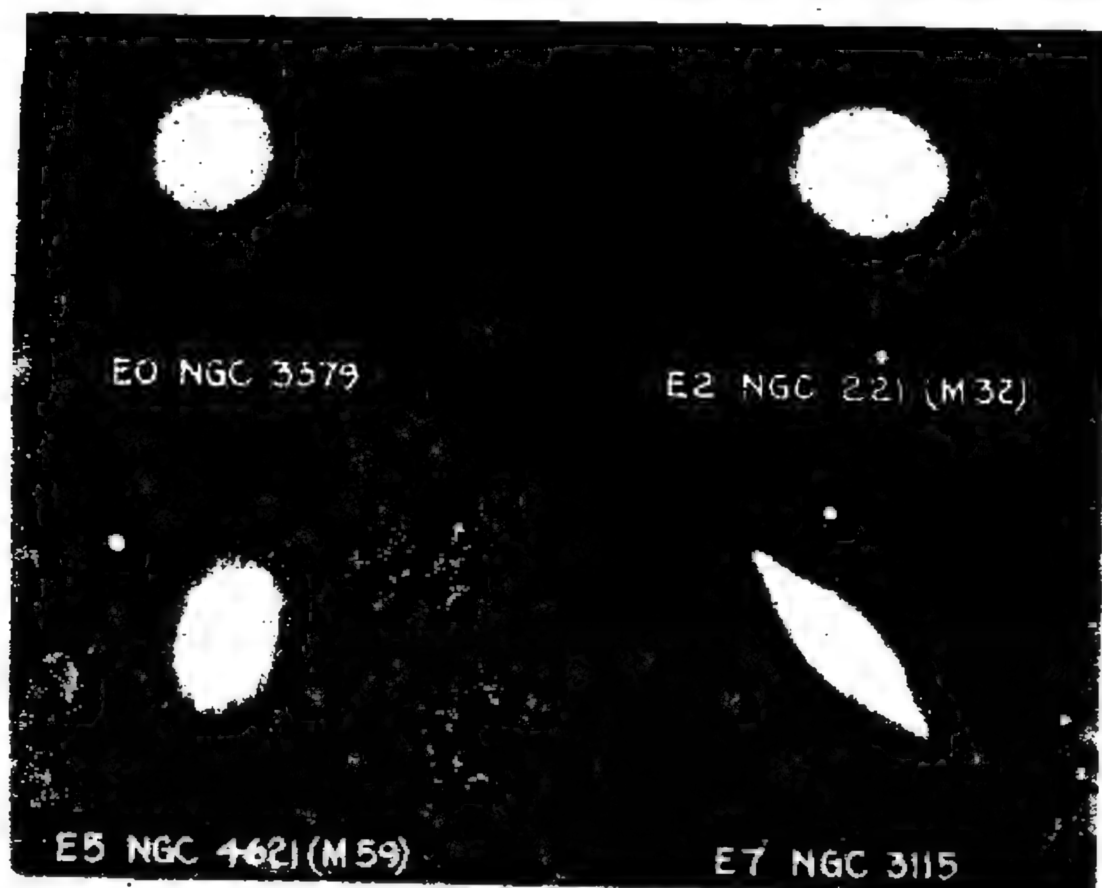


图12.[illegible] 四个椭圆星系

2. 旋涡星系　　具有旋涡结构的星系叫做旋涡星系。旋涡结构表现在从星系中央部分向外有称作旋臂的亮条或暗条缠卷着。旋臂通常有两条，也有更多的。许多照片显示出这类星系是相当

扁平的，在边缘向着观测者的星系的照片上格外明显(图12.2)。旋臂位于很薄的平面内。旋涡星系按照中央部分呈椭球状或棒状而分为正常旋涡星系(图12.3)和棒旋星系(图12.4)两类，分别以字母S和SB表示。正常旋涡星系在有的书上也称纯旋涡星系，但在一般的叙述中，常略去"正常"或"纯"，以"旋涡星系"这一名词



图12.2 一个边缘朝向观测者的旋涡星系NGC 4565



图12.3 室女座中的正常旋涡星系NGC 5364

指"正常"的一类。

旋臂跟以星系中心为圆心的圆相交，其交角的大小可用来表征旋涡星系的形状。交角小，旋臂缠卷紧；交角大，旋臂缠卷松。对于不同的旋涡星系，交角的值不同，但由于同一个旋涡星系在离中心不同距离处的交角并不都相等，因此不能用一个精确的交角值来描述。在哈勃分类中，按照旋臂缠卷由紧到松的程度，正常旋涡星系分为Sa、Sb、Sc 三个次型。大体说来，下标a、b和c分别对应于交角10°、15°和20°左右。各个次型之间的界限不是很

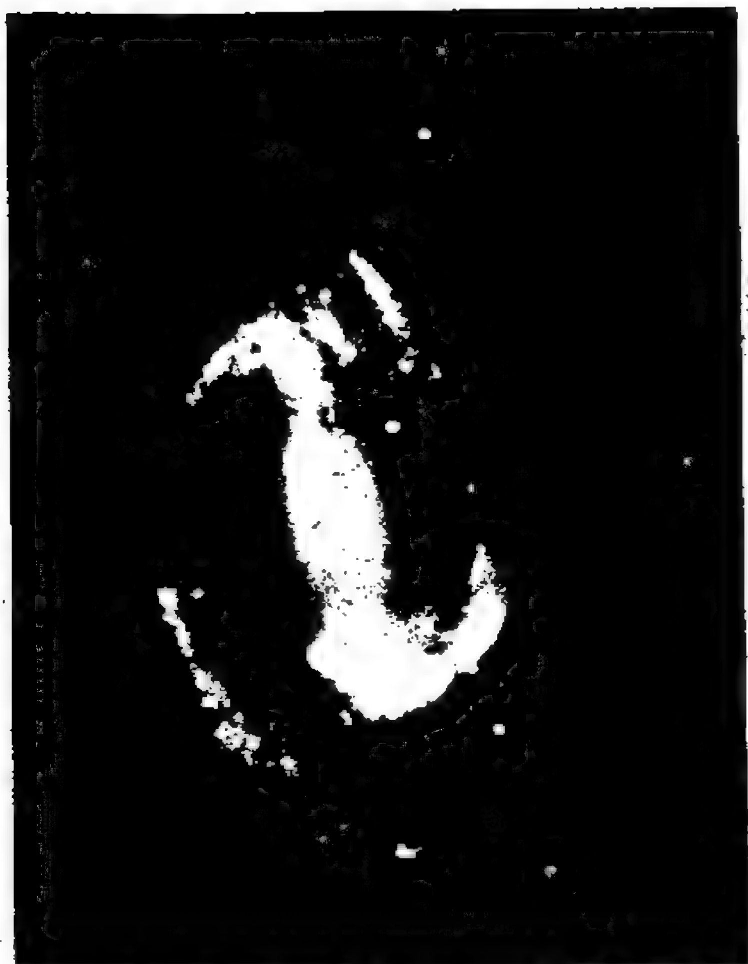


图12.4 典型的棒旋星系NGC1300

明确的。还可以分得更细，例如S_{ab} 表示介于S_a和S_b之间的次型。银河系属于S_b型或S_c型的旋涡星系。

在正常旋涡星系中央一个范围颇大的椭球形部分是核球，其外面是包括旋臂在内的扁盘。从Sa到Sc，随着旋臂缠卷趋于松弛，核球相对于扁盘的大小递降，旋臂分解成星和 HⅡ区的程度增加，于是形成了几方面的特征都单调变化的一个序列(图12.5)。在其他的分类中，有的还增添了Sd和Sm型，它们依次列在Sc之后，表

征旋臂缠得更松的星系。

棒旋星系除了中央部分的形状之外其余各方面都跟正常旋涡星系类似，同样按照旋臂缠卷的松紧程度，也分成次型SBa、SBb和SBc（图12.5）。

旋涡星系中央部分的天体跟椭圆星系类似，而旋臂部分相差

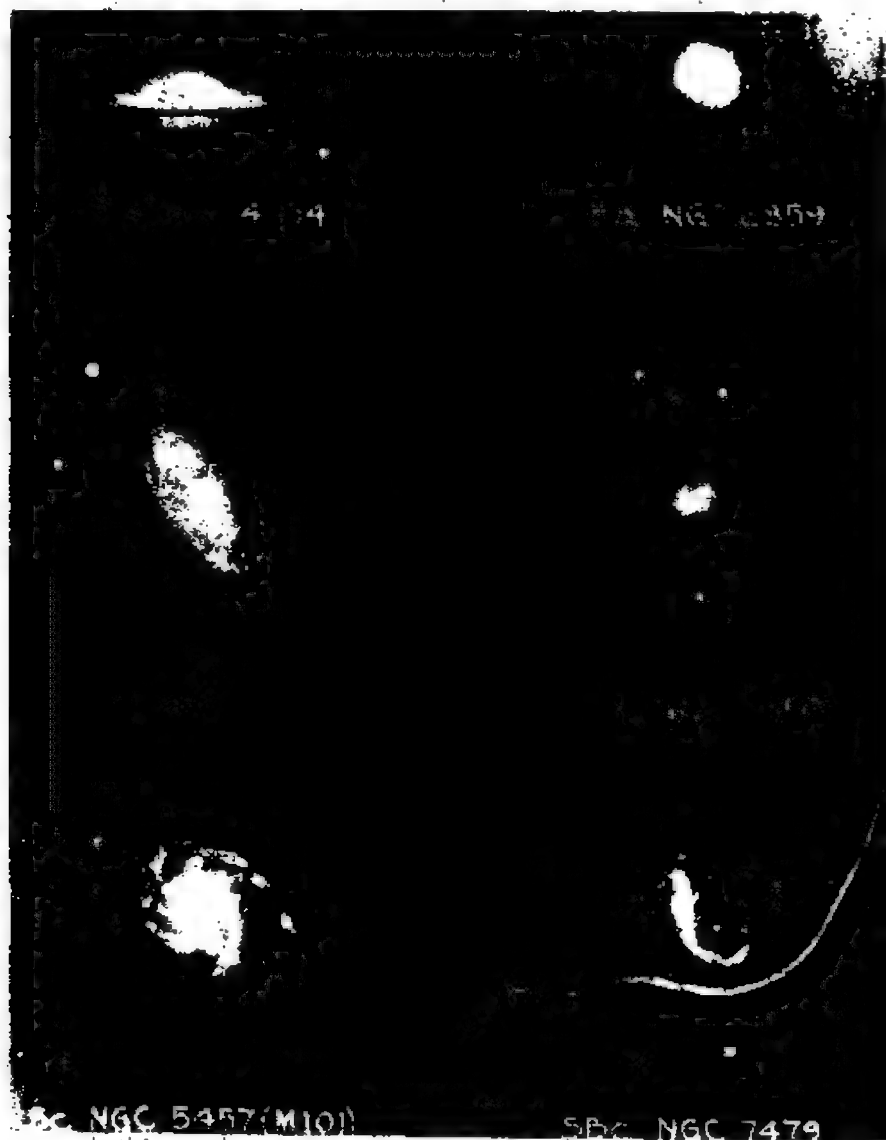


图12.5 正常旋涡星系和棒旋星系的分类

很大，旋臂内充斥着的星族Ⅰ天体，尤其是气体、尘埃和年轻恒星这些极端星族Ⅰ天体是椭圆星系所缺乏的。从次型a到c，星族Ⅰ的特征在发展。在这个序列中，a型较接近椭圆星系，但仍明显有旋臂。那么是否存在一类星系，其特征比a型旋涡星系更接近椭圆星系呢？答案是肯定的，它们就是透镜状星系（图12.6）。



图12.6 透镜状星系NGC 2855

透镜状星系有明亮的核球和扁盘，但没有旋臂，形似透镜。气体和尘埃的含量比a型旋涡星系少得多，哈勃仍将它们归入旋涡星系，以S0表示。这种星系跟椭圆星系容易混淆，区分的判据在于表面亮度分布中的差异。椭圆星系的表面亮度向外递降快，S0星

系中央部分的亮度分布虽与椭圆星系相似，但有一个延伸的包层，亮度按指数规律下降，跟旋涡星系的扁盘类似。

哈勃曾把S0设想为椭圆星系与旋涡星系之间的过渡星系，他绘制了一幅形如音叉的图(图12.7)。这幅图一度被认为具有演化意义，有人认为星系从E0经S0演化到Sc和SBc，也有人主张相反的演化次序。这些看法后来都被否定了，最有说服力的观测证据是椭圆星系的质量彼此差别非常大，而旋涡星系质量的弥散较小，没有根据可以设想星系在演化过程中会大量损失或增加质量。正如恒星的赫罗图上的主序不构成演化的序列，哈勃分类也不是一个演化的序列。星系具有不同的形状可能跟它们拥有的初始角动量的大小有关，E0星系的角动量最小，Sc和SBc则最大。

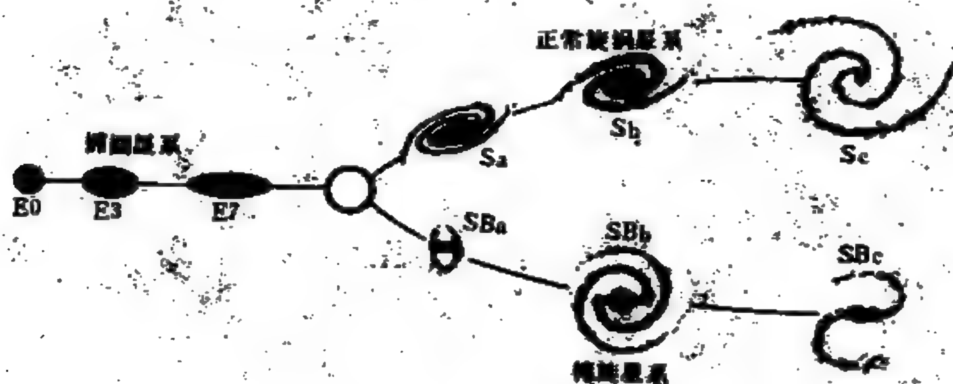


图12.7 哈勃的"音叉"图

3. 不规则星系 符号为Irr，它们没有旋涡结构，形状不对称，不存在可辨认的核，有的好象碎裂成几部分(图12.8)。这类星系又分成两类，符号分别为IrrⅠ和IrrⅡ。通常根据颜色容易区分它们，前者的颜色偏蓝，色指数B－V约为0.35；后者呈黄色，B－V等于0.8左右。IrrⅠ星系可分解为O型、B型星和HⅡ区，但尘埃云一般不显著，气体的相对含量超过旋涡星系。在IrrⅡ星系中看不到HⅡ区，但尘埃条通常很明显。就造成形状不规则的原

因而言，两类不规则星系是根本不同的。Irr Ⅰ星系的不规则性是固有的，而IrrⅡ星系则是由某种扰动引起，例如星系核的爆发，星系之间的碰撞或相互作用。Irr Ⅱ中包括活动星系和互扰星系等类型，关于它们的情况将在§12.6中介绍。

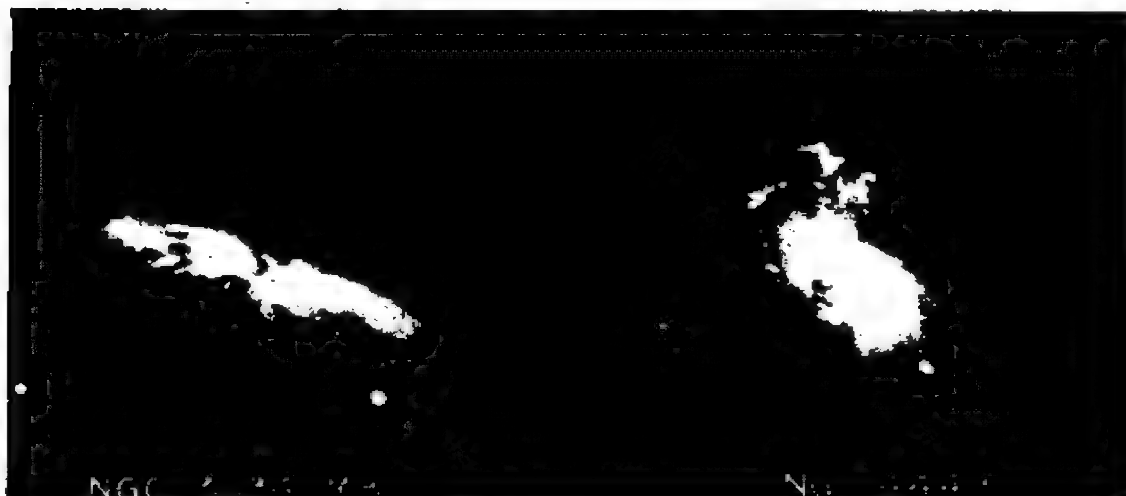


图 12.8　两个不规则星系

在已观测到的星系中，不规则星系的数目很少，约占3%，而旋涡星系和椭圆星系分别占77%和20%。但是这种统计受到观测选择性的影响，在很远的地方，只能看见光度大的星系，而旋涡星系的光度一般是很大的，因此上述的百分比并不代表各类星系的真实比率。

§12.2　星系的距离和质量的测定

一、距离的测定

在天文学上测定各种天体的距离是一项既基本又艰巨的工作。河外星系的存在最后是靠测定距离证实的，而要研究星系的

各种物理性质，诸如它们的质量、大小、光度、爆发规模等都离不开距离的数据。

为了测定星系的距离，经常会不可避免地采用"自然界的一致性"这一条假设，即银河系内的天体（如造父变星、超新星）的基本性质是跟其他星系中同类天体一样的。如果拒绝采纳这条假设，则将一事无成。事实上，这条假设并不是盲目的，观测已提供了[illegible]不少支持它的证据。例如，在其他星系中发现的造父变星与银河系内同类型的造父变星有[illegible]

对于不同类型的星系，光度等[illegible]在运用"自然界的一致性"假设时，最好将待测星系跟同类型的邻近星系相比较，才能得出合理的结果。跟恒星的光度级相似，天文学家将Sb、Sc和Irr I星系分成I、II[illegible]相对应的绝对照相星等M_p见表12.1[illegible]

表12.1 星系的光度级

星系类型 \ 光度级 M_p	I	II	III	IV	V	VI
Sb	−20.1	−19.4	−18.3	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Sc、Irr I	−20.0	−19.1	−18.3	−17.3	−16.1	−13

[illegible]

Sc I是核很小、旋臂很松、十分明亮的旋涡星系。观测表明，光度大的星系质量也大（见§12.3），所以I级星系是超巨星系。判别一个星系属于哪一种光度级，对于旋涡星系是根据旋涡结构的形状特征，对于不规则星系是根据表面亮度和碎裂程度。在测定星系距离的问题中星系的光度级有重要的应用。

测定星系的距离有许多方法，每个方法有各自适用的范围。正如在§10.1中提过，测定恒星距离的过程是由近及远一步接一步地进行的。对于星系情况也相同，测定遥远星系距离的方法必须建

立在测定邻近星系距离的方法的基础上。各种方法都是粗略的，它们的精度难以估计。对方法的特点进行归纳，可分为：标准烛光法、角直径法和红移法。

1. 标准烛光法　这个方法的原理是在星系中选择可证认的某些类型的天体，甚至星系本身，它们的光度通过对银河系或邻近星系的观测已确定，比较它们的视亮度（视星等）与光度（绝对星等）就定出星系的距离。显然，被选作"标准烛光"的必定是光度大的天体，否则根本看不见。

（1）利用造父变星及其周光关系虽是比较可靠的方法，但造父变星的光度不很大，并且在E和S0星系中不出现，它的应用受到很大的限制。大约只有在30个星系中观测到这类变星，距离最远达4兆秒差距（1.3×10^7光年）。在这样的距离上造父变星的视星等约为22^m，达到大望远镜的照相极限星等。

（2）除了超新星，旋涡星系或不规则星系中的O型和B型超巨星是光度最大的恒星，用它们作标准烛光可以探测造父变星有效范围以外的星系。银河系内最亮的O型和B型超巨星的绝对星等为-9.5^m。M 33是一个邻近的旋涡星系，它的距离已通过造父变星测得，它里面最亮的蓝白色恒星的绝对星等为-9.2^m。对于附近其他的旋涡星系，这类恒星的绝对星等介于$-8.0^m\sim-10.0^m$之间，跟星系的光度级有关。用这个方法测量的距离可达25兆秒差距（8.2×10^7光年）。

（3）整个星系作为标准烛光，把它的累积视星等跟距离已知的同类型邻近星系的累积绝对星等相比较。通常选择Sc I星系和质量很大的巨椭圆星系，因为它们的光度最大，形状容易辨认。用这个方法可以把测距推进到400兆秒差距（1.3×10^9光年）。

此外，被选作标准烛光的天体有天琴RR型星、新星、超新星、球状星团等。标准烛光法的一个共同的误差来源是银河系和待测星系中星际物质的消光作用难以可靠地估计，另外，有的被选为

标准烛光的天体本身的光度弥散很大，也影响了结果的精度。

2. 角直径法　对于待测星系内可以测定角直径的天体，假设它们的线直径跟同类型邻近星系内的同类天体相等，则距离的数据迎刃而解。适用的天体有星系本身、球状星团和HⅡ区，其中以HⅡ区最重要。天文学家发现，在哈勃分类中同类型的并且光度级也相同的星系中最大的HⅡ区的线直径是大致相等的，例如ScⅢ星系中最大的HⅡ区的线直径约为200秒差距。只要能分解开星系中的HⅡ区，这个方法便能运用，它的有效范围达25兆秒差距(8.2×10^7光年)。

3. 红移法　1912年，斯里弗最先利用谱线位移测量了星系的视向速度。他发现M31的谱线向蓝端位移，它正朝向观测者运动。在1917年以前，他测量了15个星系的视向速度，除两个以外，其余都在背向观测者运动。到1928年，他测量的星系逾40个，情况更趋明朗：绝大多数星系的谱线是红移的。

差不多在同一时期，哈勃和哈马逊(M. L. Humason)已测定了一些星系的距离，他们结合斯里弗测定的视向速度数据，意外地发现星系的视向速度与距离大致成正比关系(图12.9)，距离越远，视向速度越大，距离每增加1兆秒差距，视向速度增加528千米/秒。在随后的合作中，哈勃和哈马逊使用威尔逊山天文台新制成的口径2.5米反射望远镜又获得更多的资料，进一步证实了视向速度与距离之间存在的正比关系，这个关系世称哈勃定律，表示为

$$V_r = Hr, \qquad (12.2)$$

式中，距离r以兆秒差距为单位，视向速度V_r以千米/秒为单位，比例常数H称为哈勃常数，它是视向速度-距离图上直线的斜率，以千米/(秒·兆秒差距)为单位。因此，如果定出了H值，只要通过星系谱线红移的测量，求得V_r值①，由(12.2)式就算出距离r。由

① V_r值应作银河系自转的改正，即归算为相对于银心的视向速度。

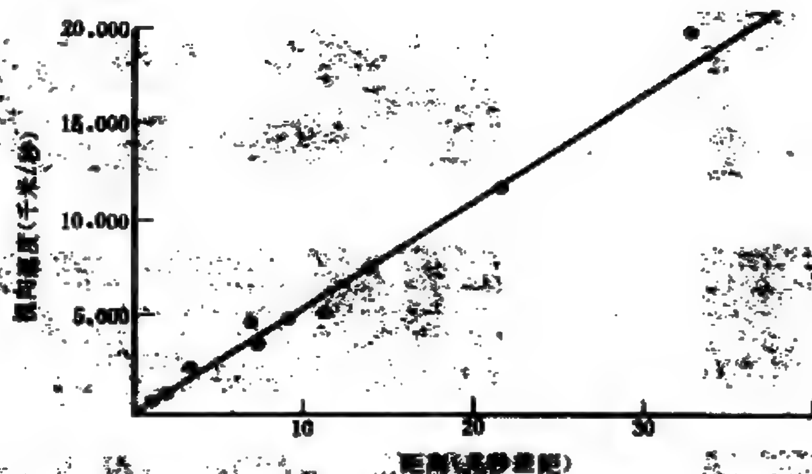


图 12.9 哈勃和哈马逊得到的星系视向速度与距离的关系

于除了几个最近的星系之外，其余的都在远离银河系运动，因而它们的视向速度也称退行速度。

哈勃和哈马逊在1930年前后测定的H值是很不可靠的，因为他们所用的星系太近，星系无规则的本动速度对谱线位移的影响相当大。现代测定的H值都比三十年代测定的小得多，虽然精确的值仍有争议，但一般认为在50～100千米（秒·兆秒差距)的范围内。但这个不确定的范围使得用红移法测定的星系距离中的失误最大可相差一倍。

用红移法测定标准烛光法达不到的星系的距离实际上包含了哈勃定律可以外推的假设。这个假设的正确性依赖于宇宙学，反之，星系的视向速度与距离的正比关系适用于多大范围对于建立什么样的宇宙学是很重要的，在这里遇到了互为因果的困境。关于哈勃定律的意义将在§12.5和§12.8中讨论。

为了使读者对星系光谱中谱线红移的大小有一个大致的印象，图12.10按红移由小到大的次序给出了五个星系的光谱，这些星系分别是五个星系团(见§12.5)的成员，光谱中 CaII的 H 和K

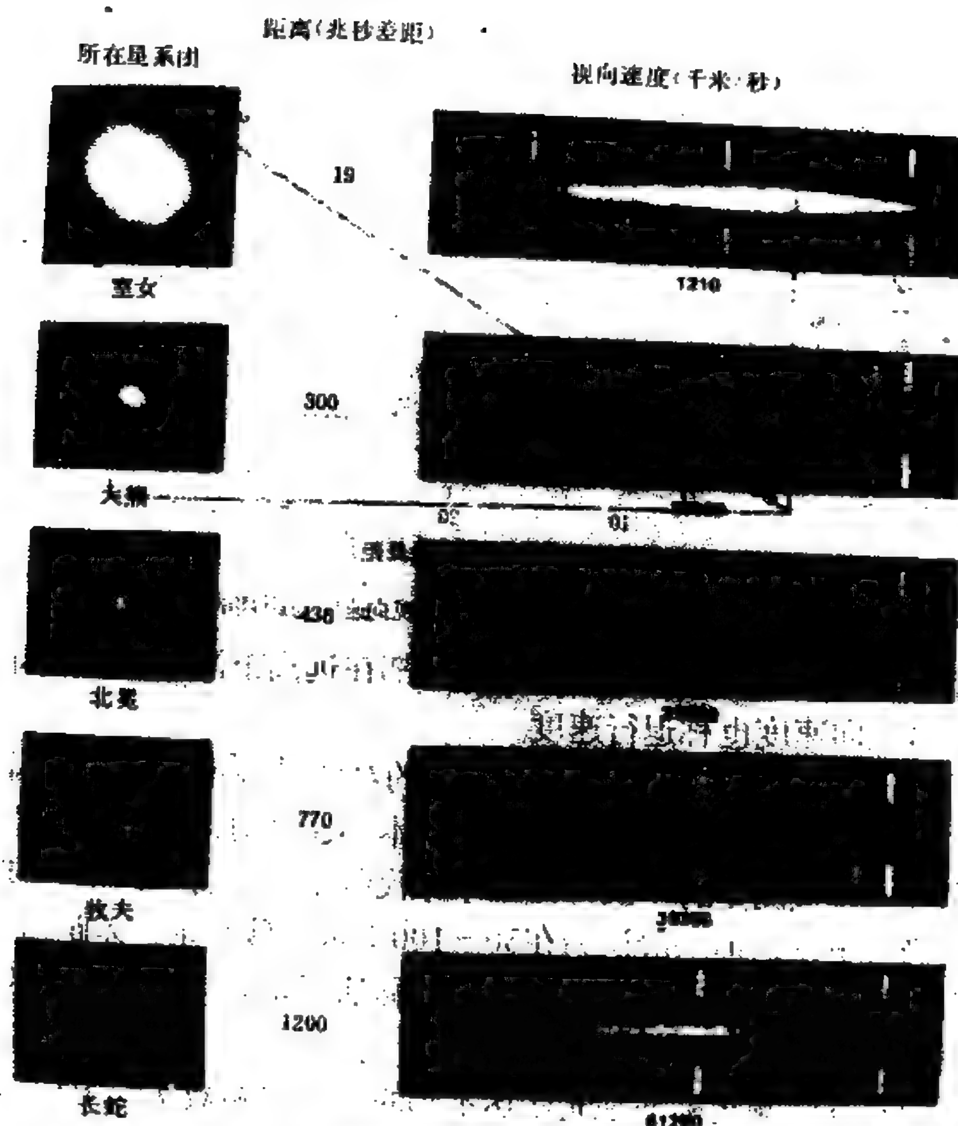


图12.10　五个星系的谱线红移。箭头指示Ca Ⅱ的H 和K 线的位置，每条星系光谱的上下是实验室中的比较光谱

是两条最强的吸收线，它们的位移十分显著，相应的视向速度和距离的数据已标出。

二、质量的测定

测定星系质量的方法有几种，其中最重要的是根据星系的自

转曲线和双重星系的轨道运动这两种方法。

1．自转曲线法　根据自转曲线确定星系内物质的分布以及星系的质量的原理在测定银河系质量时（见§11.3）已阐明，问题在于如何由观测得出星系的自转曲线。

星系的自转曲线可以通过三种成分产生的谱线的多普勒位移来测定：恒星的吸收线（主要是Ca Ⅱ的H和K线或氢的巴耳末线），电离气体的发射线（主要是H_α线和O Ⅱ的禁线），H Ⅰ的21厘米射电谱线。绝大多数E 和S0星系以及许多Sa星系没有可供测量的发射线和21厘米射电谱线，故只能限于用吸收线，但对于其他类型的星系三种谱线都可用，而大多数结果是通过发射线获得的。

在光学波段，无论观测发射线或观测吸收线，原理是一样的。对于旋涡星系，如果其对称平面跟天球切面不重合，相交一个角度，则星系的像不是圆形而是椭圆形，根据短径与长径之比可以求出交角。将摄谱仪的狭缝沿着星系像的长径放置（图12.11），如果星系不自转，则得到的谱线应是笔直的，否则应是弯曲的。为了说明其原因，在图12.11中沿着狭缝标出若干个点：星系中心以A标记，右侧有B，C，D，E，F，左侧对应的点为B'，C'，D'，E'，F'。由于自转，与星系中心对应的A点的视向速度为零，假定A的右侧离开观测者转动，且从A到D向红端的多普勒位移增大，而E点的位移跟C点同，F点的位移介于B与C之间。A点的左侧向着观测者转动，带撇字母的点的位移情况与右侧对应的点相同，但向蓝端位移（图12.12a）。从多普勒位移得出各点的视向速度，知道了星系对称平面与天球切面的交角后，便可由视向速度归算为自转速度。另一方面，狭

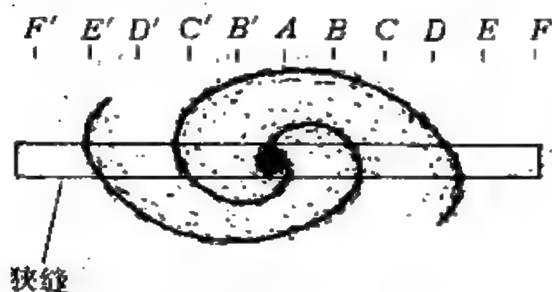
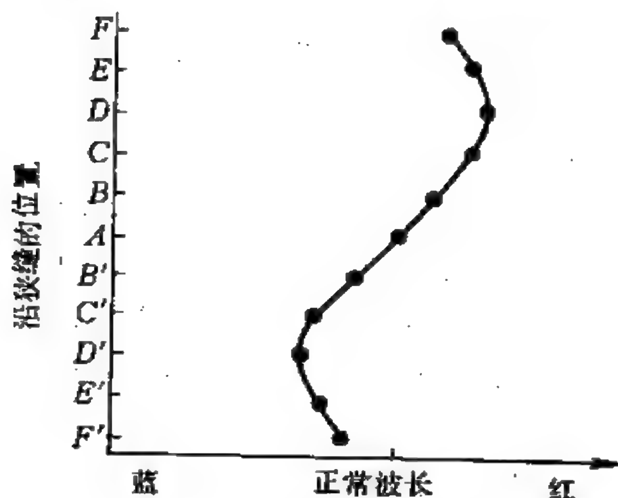


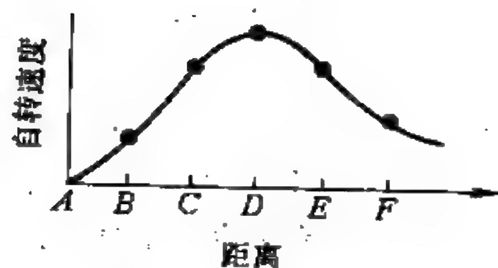
图12.11　摄谱仪的狭缝沿星系像的长径放置

缝上各点离A点的角距离容易量出，如果星系的距离已知，就换算成离星系中心的线距离，于是得到了星系的自转曲线(图12.12b)。

自六十年代以来对许多旋涡星系通过分光观测测定了自转曲线。这些曲线在星系中心区域很快上升，然后向外趋于平坦。由于星系的表面亮度随离中心的距离增大迅速下降，对星系的外围区域除非使用像管的新技术，光学资料难以获得，但通过21厘米射电谱线的观测，可以将自转曲线向外延伸，在有些情况下可观测到离星系中心50千秒差距处。延伸的自转曲线继续保持平坦(见图12.13中NGC 2885的自转曲线)，这意味着在星系的外围区域中有大量物质存在。



(a)



(b)

图 12.12 (a)图12.11中狭缝上各点产生的多普勒位移形成了弯曲的谱线；(b)从多普勒位移推出的自转曲线

2. 双重星系法

跟双星类似，星系也常成对出现，两个星系受相互引力的束缚，绕着共同的质量中心作轨道运动，这样的一对星系叫做双重星系(图12.14)。对于目视双星，如果知道距离、轨道角长径、周期和质量中心的位置，就能求得两颗子星的质量。然而，双重星

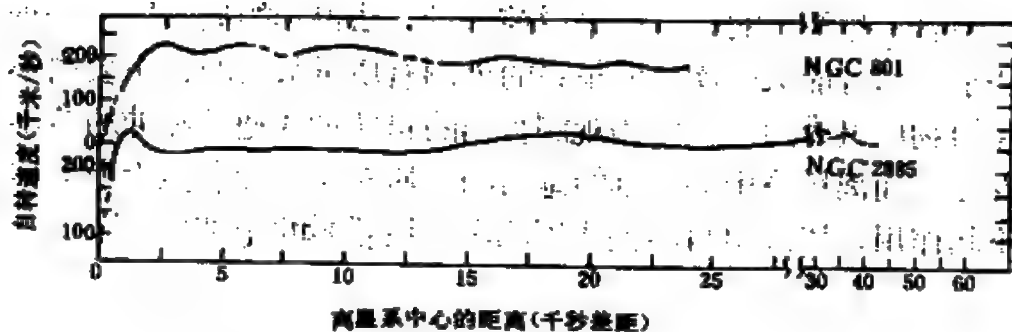


图 12.13 两个旋涡星系的自转曲线

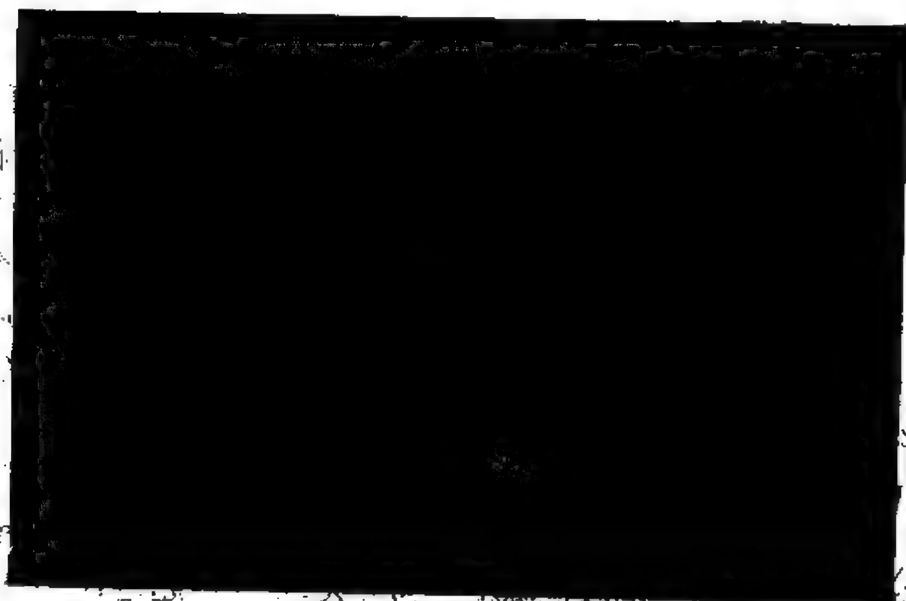


图 12.14 双重星系NGC 5857—9

系的轨道运动周期太长，以至周期和质量中心的位置，甚至星系正处于轨道的哪一段上以及轨道面跟天球切面的交角都不可能知道，能观测的仅是两个星系的视向速度和分开的距离。在这种情形下，不可能用开普勒定律来求得双重星系中个别星系的质量，但如果考察许多双重星系，假定它们的轨道是圆，轨道面在空间的取向是随机的，则可以估算出它们的平均质量。这种结果只有统计价值。

值得注意的是用自转曲线和双重星系两种方法求得的星系质

量并不总是相符合的，一般来说前一种方法得到的质量比后一种方法小。这可能又一次表明星系的外围有质量很大的、主要由不可见的物质组成的晕，因为观测得出的自转曲线通常延伸的范围不够大，而离星系中心很远的地方的物质对于里面各点上所受的力不起作用，以致用自转曲线探测不到星系晕的全部质量。

§12.3 星系的一般性质

一、大小、质量和光度

1. 大小　　如果知道了星系的距离，只要测定它的角直径，就可算出线直径。原理虽然极其简单，但实际测定角直径困难不小。由于星系的表面亮度从中心向外逐渐下降，在外围区域下降缓慢，并且跟星空背景难以区分，以致怎样确定星系的边界不是一件容易的事，往往带有一定的任意性。通常采用霍尔姆堡（E. Holmberg）在1958年提出的建议，在星系的底片上以表面亮度为26.5^m/平方角秒的等照度线作为星系的边界。

星系的大小相差悬殊。小的星系称为矮星系，最小的直径在0.1~1千秒差距之间，它们属于椭圆星系。在大的一端有巨星系甚至超巨星系，其中也以椭圆星系为最大，直径可超过100千秒差距。旋涡星系的直径弥散较小，在5~50千秒差距范围内。上述的这些直径数值所指的范围不包括星系外围可能存在的由大量难以观测到的物质组成的晕。事实上，射电天文学家发现，旋涡星系内HⅠ原子分布范围的直径为星系光学像直径的1.5~2倍。不规则星系的直径较小，约为5~20千秒差距。

2. 质量和光度　　在各类星系中椭圆星系质量的弥散最大，大多在$10^6 \sim 10^{13} M_\odot$范围内；旋涡星系质量为$10^9 \sim 10^{11} M_\odot$；不规则星系的质量一般比旋涡星系小，为$10^8 \sim 10^{10} M_\odot$。

星系的光度随视星等和距离的测定而求得。但由于星系的像常常不是圆形的，视星等不易测定，而且星系的对称平面与视线的交角各种各样，观测者难以确定是否已接收到整个星系向观测者方向发出的全部的光，此外对星际消光的改正没有把握，因此光度的精确估算也很困难。表12.1已给出了旋涡星系和不规则星系光度的大致范围。对于椭圆星系，光度最低的只相当于绝对星等-8^m，光度最高的则超过Ⅰ型旋涡星系。

矮星系的光度和质量都非常小，难以观测到，它们的资料受到很大的局限，实际上这些星系大概是最多的；而光度和质量很大的巨星系是很少的。

星系的质量M与光度L之比叫做质光比，以$\frac{M}{L}$表示，其中M和L分别以太阳的质量和光度为单位。$\frac{M}{L}$是描述星系特征的一个很有用的量，它的倒数表示星系内单位质量的物质的平均产能率。

不同的研究者对各类星系的$\frac{M}{L}$得到的统计平均值彼此相差很大，但各种统计有一个结论是较一致的，即椭圆星系的$\frac{M}{L}$比旋涡星系和不规则星系大得多，这从表12.2列出的11个星系的数据明显可以看出。作为对比，太阳附近的恒星的质光比约为1，银河系中的球状星团约为0.8，而巨星的质光比只有10^{-4}。

椭圆星系的$\frac{M}{L}$值很大，表明这类星系中包含大量对质量贡献大但对光度贡献小的天体。由于没有观测证据说明椭圆星系拥有大量的弥漫物质，因而这类天体应是光度低的红矮星或濒临死亡的白矮星和中子星，甚至是黑洞，包括在星系核内可能存在的

大黑洞。

二、颜色和星族成分

1．颜色和复合光谱型　用各种滤光片可以测量星系的颜色。星系的颜色反映了成员星中哪些类型的恒星在星系的累积辐射中起了支配作用，例如，拥有许多O型和B型星的星系比以M型星为主的星系颜色偏蓝。

表12.2　星系的质光比

星　系	类　型	$\frac{M}{L}$
M32	E2	27
NGC3379	E0	12
NGC4111	S0	11
M31	Sb	8.0～8.1
M33	Sc	3～8
NGC6503	Sc	0.7
NGC972	Sb	1.2
NGC681	Sa	3.6
NGC3623	Sa	7
小麦哲伦云	Irr	3
NGC4605	Irr	2

星系的颜色跟类型有关，沿着哈勃分类的序列E—S(SB)—Irr，颜色由红逐渐趋于蓝。描述星系颜色的方法之一是以颜色与星系相同的恒星的光谱型来表示。实际上星系的颜色是由全体成员星的累积辐射合成的，因而这个光谱型代表了星系的复合光谱型。椭圆星系和Sa星系的颜色跟K型星相当，Sb星系跟F～K型星相似，而Sc和Irr星系具有A～F型星的颜色。

2．星族成分　星系颜色的不同反映出星系内天体的星族成分的差异。在椭圆星系内年老的星族Ⅰ恒星占优势，而在不规则星系内年轻的极端星族Ⅰ是主宰。在旋涡星系内，旋臂区域是极端星族Ⅰ的地盘，核球是年老的星族Ⅰ的领地。星族Ⅱ的天体主要存在于星系晕内。

观测表明，星系的颜色也跟星系所含的气体和尘埃的数量有关。星系内HⅠ原子的质量与星系总质量之比对于椭圆星系不足0.1%，但对于不规则星系约为25%。电离气体的含量跟星系类型也有类似的关系。颜色越红的星系气体和尘埃的含量越少。这意味着在椭圆星系内由气体和尘埃形成恒星的过程很久以前业已结

束；不规则星系至今仍有足够的气体和尘埃，恒星形成还在继续着；而旋涡星系内恒星形成过程在扁盘区域仍在进行，在核球区域已告终。应当指出，椭圆星系内气体和尘埃的含量虽然很少，但不是完全绝迹，大约有10%的这类星系仍可探测到电离气体的辐射，这种辐射通常来自星系的中心区域。

三、星系核

在短时间曝光的底片上，较大的星系的中心区域常常显示出一个恒星状的亮点，其角直径为1″或更小，这是星系核。小的星系通常没有核。1″角直径所对应的线直径与星系的距离有关，例如对于M 31、M 81和M 87，分别为3.3、16和63秒差距。由于星系核像的大小通常受地球大气扰动的影响，这些数值只是星系核真实大小的上限而已。

跟星系整体类似，星系核的连续辐射大都具有黑体辐射的性质，有效温度5000开左右，这表明组成星系核的恒星跟星系其余部分包含的恒星相比并不特殊。然而，根据星系核的亮度比其余部分大，估计核内恒星密度比星系的平均密度大百万倍。

在星系核内通常能观测到一个相当强的射电源，例如银河系的核内有强射电源人马A；但有时射电源较弱，如M 31的情形；或甚至不存在，M 33就属于这种情形。有些星系核发出波长300微米附近的红外辐射，这种波长的辐射不可能归因于巨星周围尘埃粒子受热后的辐射，因为后者的波长大多在2～3微米左右。看来在许多星系的核内包含一个或若干个非恒星的辐射源，关于它们的本质是天文学中没有解决的重大问题之一。

常常观测到星系核发射出OⅡ原子波长372.7纳米的一条禁线。由OⅡ原子的存在推测星系核内存在着气体以及使气体电离的因素，电离气体的数量小于星系核总质量的1%。对一些邻近

星系的核进行的分光研究表明，气体大概被少数高温恒星电离，譬如有50颗有效温度40000开的恒星就足够了，但也不能排除诸如高速电子的碰撞等其他的电离机制在起作用。

少数星系的核呈现激烈的活动，关于它们的特征与能源的推测将在§12.6和§12.7中讲述。

四、射电和X射线辐射

自五十年代以来射电天文学家发现了许多星系是射电源，射电辐射有的来自很小的星系中心区域，有的来自一些弥散的区域，其范围可以延伸到光学可见边界以外很远的地方。按照射电光度L_R的数量级，这些射电源分成光度大的和小的两类：前者$L_R \gtrsim 10^{34}$瓦，是一些数目很少的特殊类型的星系（见§12.6）；后者$L_R \lesssim 10^{34}$瓦，处于很低的活动状态，在星系中占绝大多数，故有正常星系之称。对于正常星系的射电辐射，既观测到HⅠ的21厘米发射线以及OH、CO、HCOH等分子的发射线或吸收线；也观测到连续辐射，其中包括高速电子在磁场中运动时产生的同步加速辐射的成分。

自六十年代以来，观测到一些高银纬的X射线源，其中一部分已证认为特殊星系和正常星系。在邻近银河系的几个星系中，"爱因斯坦X射线天文台"甚至可以分辨出数以百计的X射线源，每个源的X射线辐射功率超过10^{30}瓦，它们之中至少有一部分被认为是X射线双星。

§12.4 本星系群

一、星系的分布

星系在天球上的视分布远不是均匀的，它们大多分布在高银纬的天区，在银道附近几乎看不到它们的踪影（图12.15），故这个

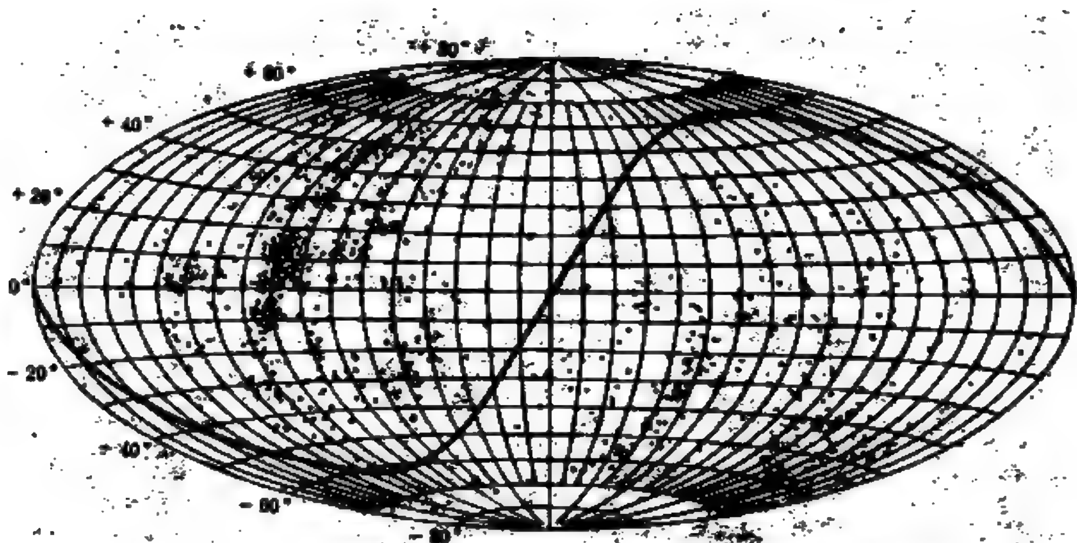


图 12.15 亮星系在天球上的视分布。坐标网是赤道坐标系，粗线是银道

天区有隐带之称。其实在隐带的方向上并非不存在星系，只不过是银河系内集聚在银道面近旁的星际尘埃把它们遮住了。图12.5中旋涡星系NGC4594对称平面上的一条暗带就是星际尘埃将星光挡住造成的。可以联想到远离银河系并且位于银道面方向上的观测者也应看到银河系有类似的暗带，而地球上的观测者看到的相应的现象就是隐带。

用统计方法分析星系的分布，发现它们有集结成大小不同的系统的倾向。孤立的星系只占少数，多数星系是双重星系和多重星系的成员。多重星系由几个彼此靠近、有物理联系的星系组成，相当于恒星系统中的聚星。图12.16是一张五重星系的照片。比多重星系更大的系统有星系群、星系团和超星系团。

星系群由10个至几十个星系组成，结构较松散。据对银河系周围31兆秒差距范围以内的统计，大约有54个星系群，它们的直径介于0.3～2.5兆秒差距之间，其中心之间的平均距离为7兆秒差距。星系群的形状颇不规则，每一个星系群内大质量的主要星系一般是旋涡星系。比星系群更大的系统是星系团，它由几百或几



图 12.16 斯提芬五重星系

千个星系组成，平均直径为几兆秒差距；超星系团是现在已知的最大的星系集团，关于它们的情况将在§12.5中叙述。

银河系不是一个孤立的星系，它跟大、小麦哲伦云一起组成了三重星系，而它们又同属一个星系群，叫做本星系群，其成员都是银河系的近邻。

二、本星系群概况

在搜寻银河系近邻的过程中，天文学家陆续发现了一群星系，它们位于直径大约为1兆秒差距的区域内，而在邻近这个区域的空间内，则没有发现星系，因此这些星系组成了一个独立的群——本星系群。本星系群已知的成员，包括已确认的和怀疑的，约有30个，表12.3中列出了部分成员的一些数据。

表12.3　本星系群的部分成员

星　系	类　型	距　离（千秒差距）	直　径（千秒差距）	质　量（$M_\odot$）	视向速度（千米/秒）
大麦哲伦云	Irr I	52	8	1×10^{10}	270
小麦哲伦云	Irr I	63	5	2×10^{9}	168
M 31	Sb	680	52	4×10^{11}	-275
M 32	E 2	680	2.1	2×10^{9}	-210
NGC 205	E S	680	4.2	8×10^{9}	-240
M 33	Sc	720	18	2×10^{10}	-190
NGC 147	E	680	2.4	1×10^{9}	-250
NGC 185	E	680	2.9	1×10^{9}	-300
IC 1613	Irr I	680	4	2.5×10^{8}	-240
NGC 6822	Irr	660	1.7	3×10^{8}	-40
玉夫星系	E	86	2.4	3×10^{6}	
天炉星系	E	188	6.2	2×10^{7}	40
狮子Ⅰ星系	E4	230	1.8	3×10^{6}	
狮子Ⅱ星系	E1	230	1.3	10^{6}	
天龙星系	E	77	1.0	10^{5}	
小熊星系	E	68	2.4	10^{5}	

为了显示表12.3中的星系在空间的相对位置，将它们投影在两个相互垂直的平面上(图12.17)。可以看出，在本星系群的几何中心没有星系聚集，它的结构很松散，三个质量最大的旋涡星系(M 31、银河系和M 33)位于系统的两端，一些质量小的星系分别趋向于接近银河系和M 31而分布。

如果星系之间的平均距离以星系的直径来衡量，则星系彼此是很靠近的，因为作为对比，在银河系的银盘内恒星的平均距离为恒星直径的 3×10^{7} 倍，而本星系群内主要成员（银河系、M 31和

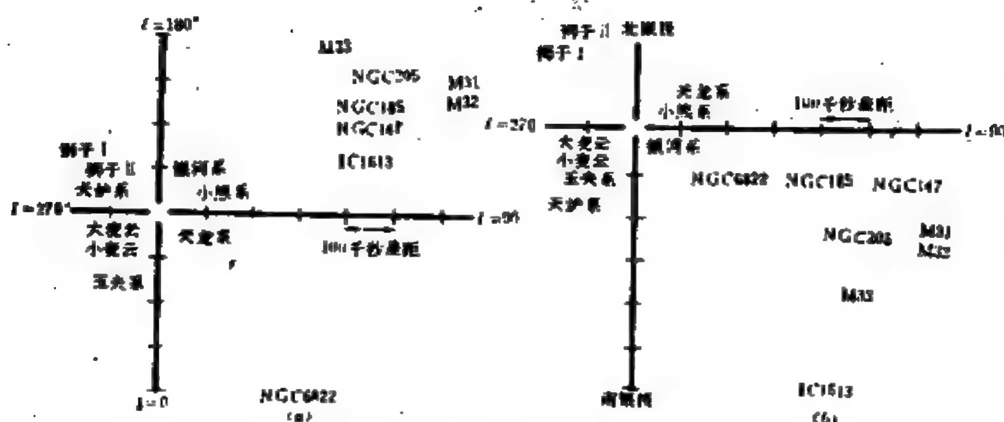


图 12.17 本星系群中部分成员的空间分布。(*a*) 投影在银道面上(俯视图),(*b*)侧视图

M 33)之间的平均距离只有它们直径的十几倍,数量级相差太大。由此可以得出星系密近相遇或碰撞的几率应比恒星大得多的结论。然而,星系群内的物质分布比一个星系更稀薄得多。以本星系群为例,如果把它里面的可见物质均匀地分布在它所占的空间内,则密度估计为15个粒子/米^3,而如果把银盘内的恒星包含的物质均匀地分布在银盘的空间内,则密度达10^7个粒子/米^3。

观测表明,银河系相对于本星系群质量中心以170千米/秒的速度向银经10°银纬0°方向运动。由于星系的切向速度无法测定,由M 31和M 33的视向速度作了银河系运动的改正后,得出它们相对于本星系群质量中心的速度至少分别为 − 68千米/秒和 −11千米/秒。因而本星系群内这三个主要成员的本动速度平均至少为83千米/秒。然而计算得出,离银河系350千秒差距处本星系群的逃逸速度只有60千米/秒。相比之下,这三个星系似乎运动太快以致不可能由引力束缚在一起,于是本星系群的存在也许仅是一些星系偶尔凑合在一起的现象。可是从另一方面看,在宇宙中星系群是普遍存在的,它们应当是由成员星系的相互引力作用而束缚在一起的系统。解决这一矛盾的唯一途径是必须认为本星系群的真

实质量比观测到的质量至少大三倍，这样就能使逃逸速度提高到120千米/秒以上。由此推测，本星系群内的大部分物质是以看不见的形式存在着，它们或者分布在星系际空间中，或者充斥于成员星系延伸的星系晕内。

三、麦哲伦云

1519～1521年，葡萄牙人麦哲伦(F.Magellan)率领水手作环球航行时，在南美洲南端一个海峡(后来称为麦哲伦海峡)看到天顶附近有两个很大的星云。当幸存者回到欧洲以后公布了这个发现，因此就把这两个星云统称为麦哲伦云，其中较大的称为大麦哲伦云(图12.18)，较小的称为小麦哲伦云(图12.19)，常简称为大麦云和小麦云。大麦云位于剑鱼座与山案座交界的地方，小麦云在杜鹃座内，它们离南天极只有20°左右，因此在北纬20°以北的地方，这两个星云是永不升起的天体。

大、小麦云离太阳分别为52千秒差距和63千秒差距，是位于银河系之外的星系。它们通常被归入不规则星系，但有的天文学家认为至少大麦云可以探测到有旋涡结构，应属于棒旋星系。

21厘米射电谱线的观测表明，大、小麦云都在自转。对于大麦云，离中心2千秒差距以内的区域象刚体那样自转，周期为几亿年，再向外时自转曲线趋于平坦。由于大麦云的自转轴与视线的交角很不确定(估计介于25°～45°之间)，从而影响到自转速度和质量的精确测定。大麦云的质量约为$1\times10^{10}M_{\odot}$。小麦云的自转观测资料很少，估计其质量为$2\times10^{9}M_{\odot}$，只有大麦云的$\frac{1}{5}$。跟银河系相比，它们都很小，因此可以说是银河系的两个“伴星系”。大、小麦云紧挨着银河系，三者形成了三重星系。如果稍远一些的玉夫星系等几个星系也受银河系引力的控制，则形成了多重星系。

可以认为，大麦云或小麦云内的所有天体大致位于离太阳相



图 12.18 大麦哲伦云

同的距离处，这对于研究恒星的一些固有性质是十分有利的，加上以星系的标准来衡量，它们离银河系非常近，使得大、小麦云无论在恒星世界或星系世界的研究上都占有重要地位。最突出的事例就是造父变星周光关系的确定就发端于这两个星系。

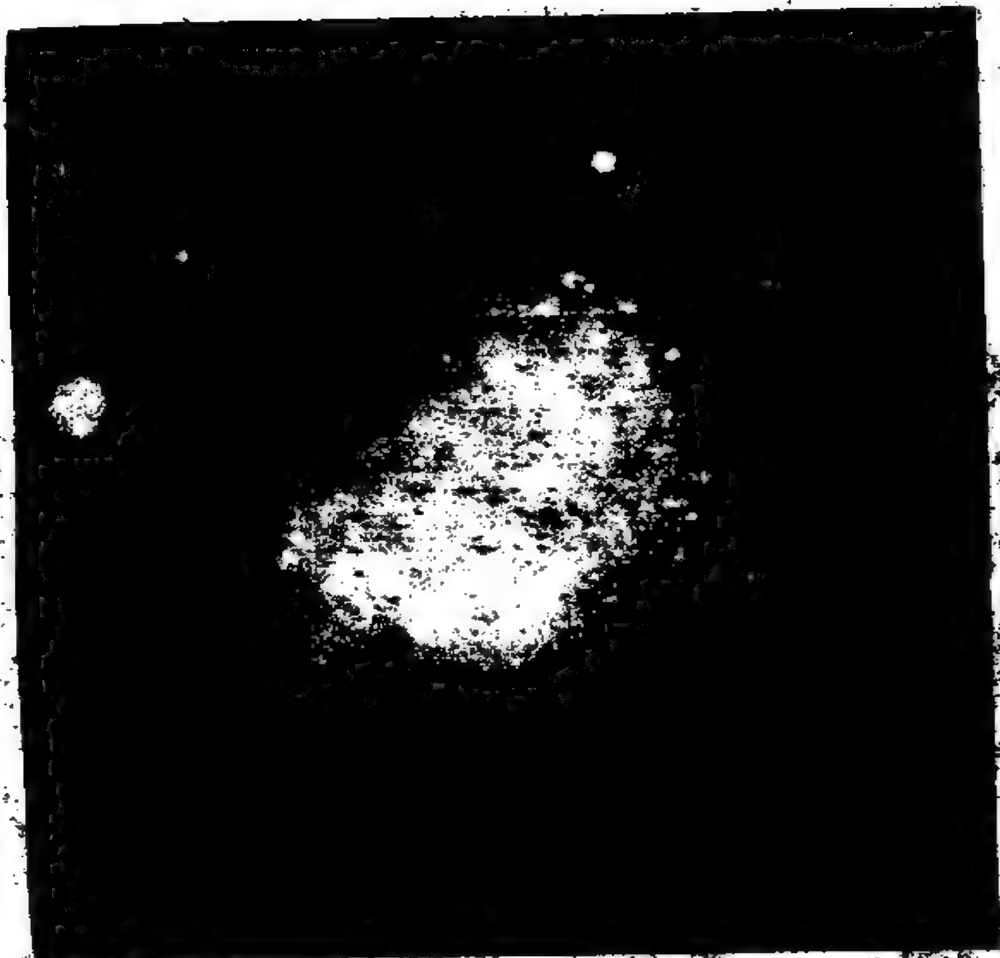


图12.19 小麦哲伦云

大、小麦云之重要还在于在其中发现了众多类型的天体：O型和B型星、WR星、晚型超巨星、变星、星协、疏散星团、球状星团、HⅡ区、稠密的HⅠ云、行星状星云、发射星云、可能的超新星遗迹、X射线源等，它们大多属于星族Ⅰ，但也有星族Ⅱ的成员。已发现的变星的种类有：造父变星、天琴RR型星、长周期变星、不规则变星、新星、食变星等，其中最重要的造父变星在大麦云里就发现了约600颗。

大麦云里有一个引人注目的天体，它是发射星云剑鱼30，由

于形如蜘蛛，故又名蜘蛛状星云(图12.20)。它是迄今天文学家观测到的最巨大的发射星云，它被一群O型和B型星照射而发光，估计直径约500秒差距，质量达$5\times10^{6}M_{\odot}$，比猎户星云大得多。如果把它移到后者的同样距离处，其光芒将强得在白昼也能被看见，在夜晚则可把地上的物体照出影子。



图12.20 发射星云剑鱼30

射电观测表明，大、小麦云中有大量的星际气体，尤其是小麦云，它的气体含量占总质量的$\frac{1}{3}$，比银河系中的相对含量多得多，但尘埃却极少。这两个星系有一共同的很大的气体包层，并且有HI气体从它们流出，在天球上经过南银极，大概伸向银河系(图12.21)，形成了连接大、小麦云与银河系的“气体桥”，显然

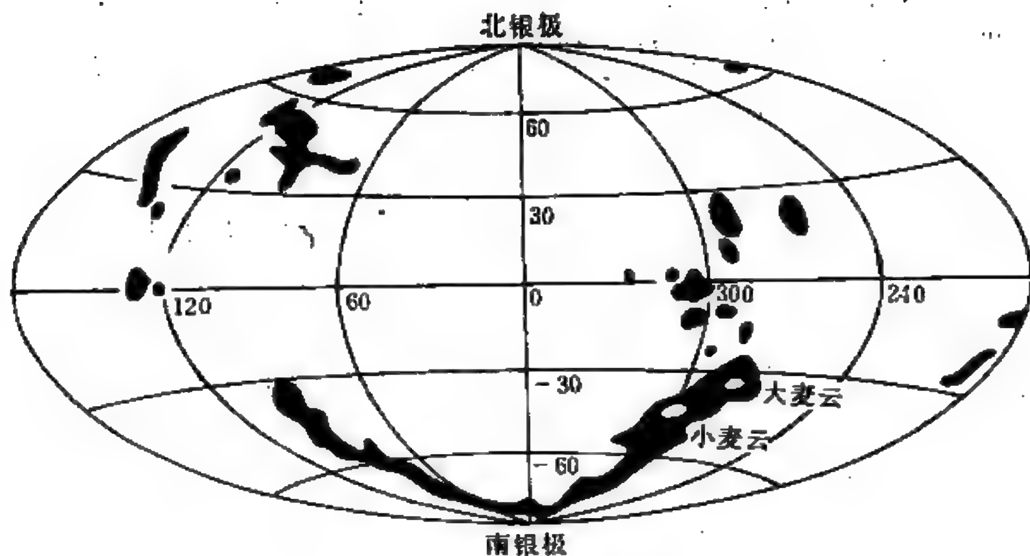


图12.21 大、小麦云的HI气流在银道坐标中的位置

这座“桥”是在银河系的潮汐力作用下从大、小麦云里拉出气体造成的。同时，在银河系的银盘外部 HI 气体层向两旁弯曲也可能是大、小麦云的潮汐力作用的结果。

四、仙女星系

仙女星系又名M 31或NGC 224 (彩照12)，累积目视星等为 4.3^m，肉眼看起来象是一个暗淡的斑点，它是地球上的人类用肉眼能见的宇宙中最远的天体。M 31属Sb型，是离银河系最近的旋涡星系，距离为680千秒差距(220万光年)。它的可测部分的线直径约为52千秒差距，质量约为$4\times10^{11}M_{\odot}$，但根据该星系外部区域自转的资料，似应存在由大量难以观测到的物质组成的星系晕。无论从大小还是从质量而言，M 31都居本星系群各个成员之首。

从照片上可见，M 31的中央是明亮的核球，四周是扁盘和旋臂，它的形状和结构跟银河系很相似。在M31内已发现了300多个球状星团、400多个疏散星团、200多个星协、300多个行星状星云、1000多个 HⅡ区以及许多变星、至少80个X射线源。M 31有一个

核，在光学波段它形如椭圆，其长轴和短轴分别为8秒差距和5秒差距，表面亮度比星系其余部分大得多。M 31的核在红外波段的辐射功率大致跟银核相当，但在射电波段的辐射功率比银核中的射电源人马A弱20倍以上。

M 31可能有七个伴星系，它们都是椭圆星系。在彩照12上，紧挨着M 31边缘的是M 32(NGC221)，属E2型；位于M 31右上方的名叫NGC205，属E5型。离M 31稍远一些有NGC147和NGC185，它们相对于M 31的位置从图12.17可以看出。这四个星系都很小，最大的NGC205其直径为4.2千秒差距，其余三个小于3千秒差距。在M 31的邻近还发现三个更小的椭圆星系，叫做仙女Ⅰ、Ⅱ、Ⅲ，它们的直径只有几百秒差距。

五、M 33和其他成员

M 33(NGC598)位于三角座，是一个旋臂很展开的Sc星系(图12.22)。在已确定的本星系群成员中，按大小和质量它名列第三。M 33的距离为720千秒差距，直径为18千秒差距，质量为$2\times 10^{10} M_{\odot}$。这个星系虽然有星族Ⅱ的天体，但星族Ⅰ的特征特别明显，不仅在旋臂内，甚至在直径5秒差距的明亮的星系核内也观测到年轻的蓝星和跟它们相伴的HⅡ区。在旋臂内有一个巨大的HⅡ区，直径达270秒差距。

本星系群的成员中还有两个类似于麦哲伦云的不规则星系NGC6822和IC1613，以及一些矮椭圆星系，就质量而言它们在本星系群中是微不足道的。然而，本星系群中的矮星系为天文学家提供了难得的研究机会，因为所有其他的星系群和星系团都离银河系较远，它们之中的这类星系太暗，不可能被观测到。



图12.22 旋涡星系M 33

§12.5 星系团和超星系团

一、星系团的分类

星系团与星系群没有实质性的区别，两者只是根据成员星系的多寡被划分，而且其间的界限没有明确的统一规定，带有一定的任意性。在不少文献中把星系群与星系团混为一谈，在这种情况下星系团中星系数目的范围从十几个到几千个。成员数目很多的星系团有富星系团之称，反之，则是贫星系团。

美国帕洛玛山天文台在1948年安装了当时世界上最大的口径

1.22/1.86米施密特望远镜。经过十年时间，该台用这架望远镜完成了拍摄《帕洛玛天图》的计划，这是一套同时用对蓝光和红光敏感的底片拍摄的赤纬－33°以北天区的图片，总共用了935对红蓝底片（1870张）。蓝片上最暗天体的星等为21.1^m，红片为20.0^m。在《帕洛玛天图》上可以证认出几万个星系团。

星系有强烈的成团倾向，也许全部或绝大多数星系都隶属星系团，或至少它们最初是在星系团中形成的。所谓不成团的"场星系"也可能是许多遥远的星系团内最亮的成员，而其余较暗的成员已无法看到。在场星系的衬托下，只有异常多的星系的集聚或一些星系彼此非常靠近才能证认为星系团。显然，贫星系团除了离银河系不远的以外是无法证认的，即使对于富星系团随着距离的增加也越来越难以从场星系中区分开来，因此现在关于星系团的观测资料在很大程度上局限于富星系团。而且，由于无法消除投影效应的影响，[illegible]星系是[illegible]团的成员是[illegible]困难的。

1．阿贝尔分类　　天文学家迄今对星系团提出了几种不同的分类法。1958年，阿贝尔（G.O.Abell）编制了包含一些亮星系的2712个富星系团的表，按赤经增加的顺序对星系团编号，前面冠以字母A，例如后发星系团和英仙星系团分别为A 1656和A 426。他把星系团分成两类。

（1）规则星系团：成员星系作球对称分布，按照成员的星等来统计，最亮的七个星等的星系的数目有一千个以上，其中大多是E和S0型，星系向中心高度集聚，并且没有次级集聚区，总质量达$10^{15}M_\odot$数量级。

（2）不规则星系团：不具备球对称性，最亮的七个星等的星系的数目介于10～1000之间，其中大多是S(SB)和Irr型，有两个或两个以上的次级集聚区，总质量在$10^{12}\sim10^{14}M_\odot$范围内。

2．兹威基分类　　瑞士天文学家兹威基（F.Zwicky）和他的同事在六十年代编制了《星系和星系团表》。按照星系团的形态和

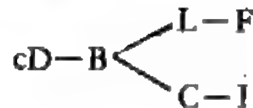
结构，兹威基把它们分成三类：

（1）致密型：只有一个明显的集聚中心，其中至少有10个星系紧密地集聚在一起。

（2）中等致密型：或者有一个集聚中心，但星系彼此相距的间隔达星系直径的若干倍；或者有几个明显的集聚中心。

（3）疏散型：没有明显的集聚中心。

3．鲁德和萨斯特里分类　1971年，鲁德（H.J.Rood）和萨斯特里（G.N.Sastry）根据星系团中10个最亮星系的类型和分布提出了一种更细致的分类方案：



其中的各个类型说明如下。

cD型：受一个cD型星系支配的星系团。D型星系类似于哈勃分类中的E型，呈椭圆形，但有可见的很延伸的星系晕，而cD型星系是一种超巨椭圆星系，在各种类型的星系中cD型星系最为庞大，直径可达100千秒差距甚至更大，质量为$10^{13}\sim10^{14}M_{\odot}$。值得指出的是，cD型星系不是椭圆星系在质量和大小方面的简单扩大，而是一类特殊的星系，在X射线和射电波段有异常的活动，而且它们都位于星系团中心附近。

B型：有一个亮的双重星系系统，两个星系相距不超过其中较大的星系直径的10倍。

L型：至少有三个最亮的星系排成一直线。

C型：至少有四个最亮的星系位于中央，它们彼此的间距是同数量级的。

F型：10个最亮星系的分布形成扁平结构。

I型：没有确定的中心，星系分布不规则。

此外，还有其他的分类标准，如有的依据星系团中较亮的一

些星系与其余星系的亮度对比；有的基于星系团中主要星系的类型，这里不再详述。

二、几个著名的星系团

1．室女星系团　这是离银河系最近的一个星系团（图12.23），因位于室女座中而得名，其角直径约12°。在梅西耶表列出的天体中，有34个是星系，而其中的16个属于该星系团。室女星系团的成员星系的总数估计有2500个。从成员星系的平均红移得其视向速度为1210千米/秒，该星系团的距离数据跟选取的H值有关，通常取为16～19兆秒差距(5000万～6000万光年)。

室女星系团是典型的不规则星系团，成员星系中椭圆星系占19%，旋涡星系占68%。位于离这个星系团中心约1°的地方有一个巨椭圆星系M 87(NGC4486)，它是一个强射电源和X射线源，



图 12.23　室女星系团的中心区域

备受天文学家的重视（见§12.6）。

一个星系团的成员星系的视向速度应包含两种运动速度，即星系团作为一个整体的退行速度以及成员星系相对于星系团质量中心的本动速度在视线方向的分量。跟一群星的速度弥散度类似，由后者也可定义一个星系团的视向速度弥散度，对于室女星系团它的数值等于670千米/秒。

2．后发星系团　这是一个典型的规则星系团（图12.24），位于后发座中，离北银极只有2°。由于受银道面附近星际物质的遮掩影响极小，因此十分有利于观测。在后发星系团中有红移资料的星系有800多个，由此得出的退行速度为6888千米/秒；视向速度弥散度为861千米/秒。若取$H=50$千米/（秒·兆秒差距），则距离为138兆秒差距（4.5亿光年）；若取$H=75$千米/（秒·兆秒差距），



图 12.24　后发星系团

则距离为92兆秒差距(3.0亿光年)。

后发星系团的角直径约4°，但也可能延伸至更大的范围。成员星系的分布跟椭圆星系或球状星团里恒星的分布相似，呈球对称性，并向中心集聚。中心区域包含一千多个亮星系，整个星系团的成员星系可能达一万个。在中心区域较亮星系之间平均相距约200千秒差距。在中心附近有两个超巨星系：椭圆星系NGC4889和S0星系NGC4874。观测表明，该星系团有延展的射电辐射和X射线辐射，前者的机制可能是同步加速辐射，但产生相对论性电子的源尚不清楚；后者大概由星系团空间内温度达$10^7\sim10^8$开的高温气体产生。

3．英仙星系团　这也是一个富星系团，较近银道，观测条件远不如后发星系团。它的退行速度为5400千米/秒，相应的距离为108兆秒差距[取$H=50$千米/(秒·兆秒差距)]。分析50多个成员星系的红移，得出视向速度弥散度达1400千米/秒，超过其他星系团已知的视向速度弥散度的数据。

英仙星系团中星系的分布不对称，最亮的一些星系排成一条延伸约1°的线。位于中心的最亮星系NGC1275是一个活动星系，其周围有纤维结构。强射电源英仙A的位置与NGC1275重合。这个星系团的大部分区域中有延展的射电辐射。它也是最强的河外X射线源之一，延展的X射线辐射强度极大处靠近NGC1275。

4．半人马座星系团　这是南天最显著的富星系团，包含约300个较亮的星系，其中几十个有红移资料，退行速度为3740千米/秒，距离约75兆秒差距，视向速度弥散度为950千米/秒。半人马座星系团属不规则型，它有两个星系集聚区，可能是两个偶尔接近的独立的星系团。

三、星系际物质

星系际物质泛指存在于星系团内星系际空间中的物质以及星

系团之间空间中的物质。从麦哲伦云与银河系之间的气体桥以及其他一些星系之间也有这类“桥”存在，可以想见星系际物质必定存在，但一般说来不易探测。它们很可能与银河系内的星际物质类似，包括气体和尘埃，气体以氢为主，处于中性或电离状态。

如果星系际尘埃的大小跟银河系里的尘埃一样，则应对遥远星系起消光和红化作用，但观测没有提供证据，表明星系团之间每兆秒差距的消光值小于 4×10^{-4}星等，相应的尘埃密度应小于 4×10^{-30}千克/米^3。然而，有人根据室女星系团和后发星系团的后面观测不到十分暗弱的星系团，推算这两个星系团的消光值达0.25^m。

为了探测星系际中性氢原子，原则上可以观测遥远的河外天体光谱中经红移的L_α等吸收线，但实际上这样的谱线并未出现，表明星系团之间空间内中性氢原子的数密度不大于10^{-9}/米^3。于是剩下的最可能的星系际物质是电离氢。由于密度极低，氢原子一旦遭电离，就需十分长的时间才能遇上电子，发生复合，因此电离氢得以大量存在。探测低密度的电离氢气体是一项艰巨的工作，直至七十年代X射线卫星上天始获成功，它们观测到星系团内的星系际空间中存在发射X射线的气体，其温度为$10^7\sim10^8$开，密度约10^3个离子/米^3，星系团的X射线光度在$10^{36}\sim10^{38}$瓦范围内。

“爱因斯坦X射线天文台”凭借其高分辨率的X射线望远镜进一步揭示了电离气体在星系团内的分布方式。在一种极端的情况下，气体成群地集结在单个星系或星系群周围，总体上呈无规则分布（图12.25）；在另一极端情况，气体向星系团中心聚集，密度往外平滑下降（图12.26）。气体分布方式的不同大概反映了星系团不同的演化状态。在前一种情况，气体离原先所在的星系仍不远，并且主要受这些星系的引力场的影响，因此这种星系团是较年轻的。后一种情况则对应于较年老的星系团，气体与星系的相互作用已经历了漫长的时间，在整个星系团引力场的控制下引起了气体向

中心聚集的平滑分布。介于两种极端情况之间的分布也已观测到。"爱因斯坦X射线天文台"的这一发现为天文学家提供了一种依据星系团内气体分布的方式将星系团分类的方法。

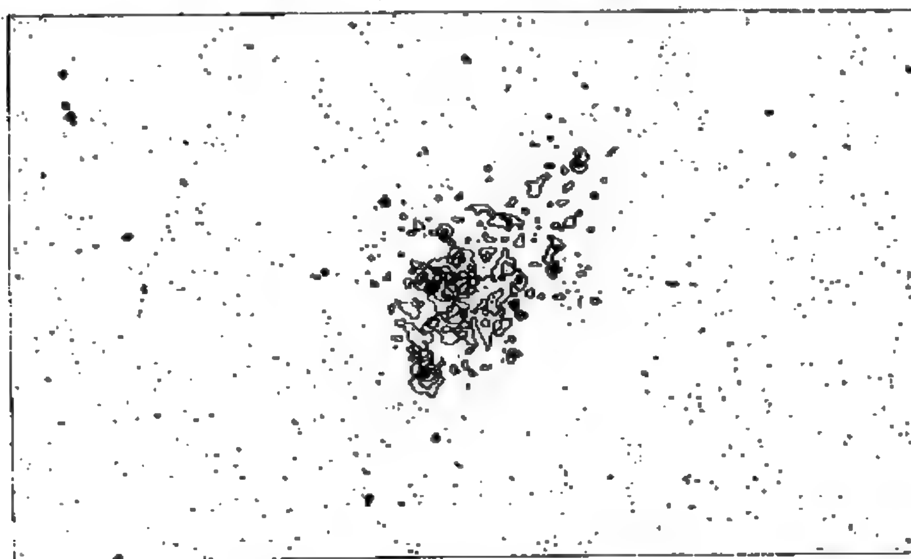


图 12.25 星系团A1367中气体集结在单个的星系或星系群周围

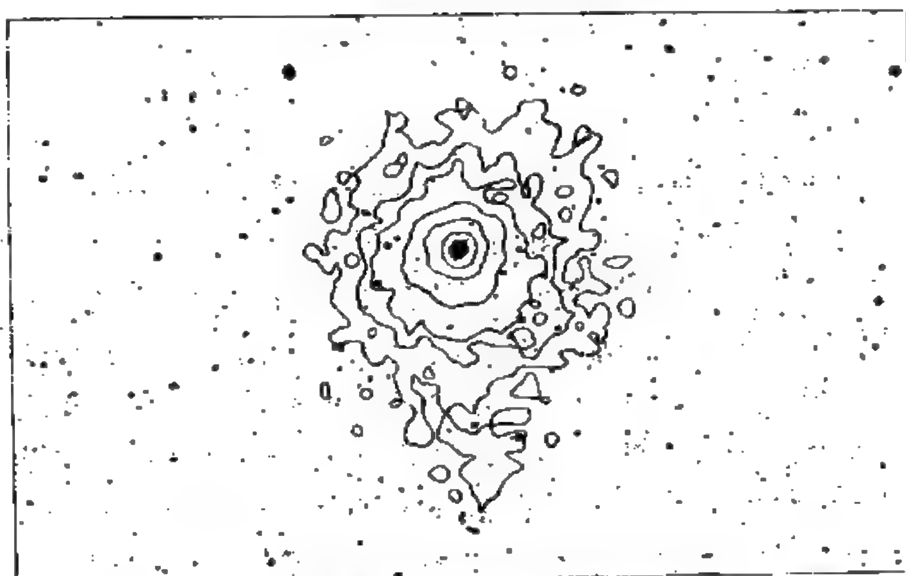


图 12.26 星系团A85中气体呈较平滑的分布

四、维里定理和短缺质量问题

1．维里定理　考虑由相同分子组成的气团，分子的质量为m。建立一个坐标系，原点取在气团的质量中心，$\vec{r}_i$是第i个分子的位置矢量，$\vec{F}_i$是它受到的作用力，则该分子的运动方程为

$$m\frac{d^2\vec{r}_i}{dt^2}=\vec{F}_i\ .$$

将上式两边作$\vec{r}_i$的标积，其中左边经改变后得

$$m\vec{r}_i\cdot\frac{d^2\vec{r}_i}{dt^2}=m\frac{d}{dt}\left(\vec{r}_i\cdot\frac{d\vec{r}_i}{dt}\right)-m\left(\frac{d\vec{r}_i}{dt}\right)^2$$

$$=\frac{1}{2}m\frac{d^2}{dt^2}\left(\vec{r}_i\cdot\vec{r}_i\right)-m\left(\frac{d\vec{r}_i}{dt}\right)^2,$$

所以

$$\frac{1}{2}m\frac{d^2\vec{r}_i^{\,2}}{dt^2}=m\left(\frac{d\vec{r}_i}{dt}\right)^2+\vec{F}_i\cdot\vec{r}_i .$$

对气团中全部分子求和，得

$$\frac{1}{2}\frac{d^2}{dt^2}\left(\sum_i m\vec{r}_i^{\,2}\right)=\sum_i m\left(\frac{dr_i}{dt}\right)^2+\sum_i\vec{F}_i\cdot\vec{r}_i 。\qquad(12.3)$$

式中，$\sum_i m r_i^2$是气团对原点的转动惯量，$\sum_i\vec{F}_i\cdot\vec{r}_i$项被克劳修斯(R.Clausius)在十九世纪七十年代研究气体运动理论时称之为"维里"项[①]。对于气团处于无集团运动的平衡态的情形，(12.3)式左边转动惯量对时间的导数为零，如果分子受的力仅是它们之间相互的引力，则(12.3)式变成

$$2T+U=0\ ,\qquad(12.4)$$

式中，T是气团的总动能，U是总引力势能。(12.4)式称为维里定理，它是气团处于平衡态的必要条件，但不是充分条件。

---

① 维里(virial)一词源于拉丁文vis，意为"力"。

如果星系团无膨胀、收缩或转动之类的集团运动，处于平衡态，则维里定理也适用。考虑一个包含N个成员星系的星系团；以M表示星系团的总质量，m_i和V_i分别表示第i个成员星系的质量和相对于星系团质量中心的空间速度，显然

$$T=\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{N}m_iV_i^2 .$$

若成员星系的质量都相等，或取一个平均值，$m_i=\frac{M}{N}$，则

$$2T=M\langle V^2\rangle ,$$

其中$\langle V^2\rangle$是成员星系空间速度的平方平均值，$\langle V^2\rangle^{\frac{1}{2}}$即星系团空间速度的弥散度。但观测能得出的是视向速度的弥散度$\langle V_r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$。若成员星系相对于星系团质量中心的运动方向是随机分布的，则$\langle V^2\rangle=3\langle V_r^2\rangle$，于是

$$2T=3M\langle V_r^2\rangle . \qquad (12.5)$$

以r_{ij}代表第i和第j个成员星系之间的距离，则

$$U=-\frac{1}{N^2}\sum_{i<j}\frac{GM^2}{r_{ij}} .$$

但观测能得出的是r_{ij}在天球切面上的投影d_{ij}，在成员星系的空间分布也是随机的情况下，$\frac{1}{r_{ij}}=\frac{2}{\pi}\frac{1}{d_{ij}}$，于是

$$U=-\frac{2GM^2}{\pi N^2}\sum_{i<j}\frac{1}{d_{ij}}=-\frac{GM^2}{2\langle R\rangle}, \qquad (12.6)$$

其中求和是对$\frac{1}{2}N(N-1)\simeq\frac{1}{2}N^2$对成员星系作的，而

$$\frac{1}{\langle R\rangle}=\frac{4}{\pi N^2}\sum_{i<j}\frac{1}{d_{ij}} . \qquad (12.7)$$

$\langle R\rangle$是成员星系之间的一种平均距离，可由观测确定。于是，利用维里定理(12.4)式可以估算星系团的总质量：

$$M = \frac{6\langle R\rangle\langle V_r^2\rangle}{G}, \tag{12.8}$$

或得到成员星系的平均质量$\frac{M}{N}$，这样求出的质量叫做维里质量。

2. 短缺质量问题　对许多星系团计算的维里质量跟可见的成员星系的总质量有很大的差异，前者比后者通常大一个数量级，而且这种差异似乎随星系团大小的增加而变大。除非星系团拥有正的总能量，它们都在瓦解，因而维里定理不适用，那么星系团里应当包含大量未被发现的物质，这种物质必定是暗的，以致人们无法看见，其质量占星系团总质量的绝大部分。例如室女星系团里不可见物质估计占98%。不仅星系团存在这个质量矛盾，以前在讲银河系和用自转曲线法测定单个星系质量时曾指出星系晕中应存在大量不可见的物质，本星系群也有同样的问题。概括地说，对于星系或星系团，根据成员的轨道运动或速度弥散度计算出的系统的质量统称为引力质量，它是使系统保持引力束缚状态所必需的，观测表明引力质量比可见物质的质量大得多，这就是短缺质量问题。早在三十年代兹威基首先注意到这个问题。

短缺质量问题是当今天文学上一个悬而未决的重大问题，已提出过多种解释。过去流行的观点是把它归之于星系际气体，但X射线卫星探测到的星系团内高温气体的质量大致跟可见的成员星系的质量相当，即只占维里质量的10%左右。因而对克服质量矛盾无济于事。短缺质量其他可设想的出路有低光度的恒星和黑洞等，它们大多应在星系晕内。此外，还有一些异乎寻常的观点，如宇宙空间中充斥着大质量的中微子；牛顿万有引力定律在星系尺度上已不能正确描述天体的运动等；但大多数天文学家对这些观点持怀疑态度。

五、超星系团

如果把星系团看成是星系的一级成团现象，那么有没有二级成团现象，即星系团是否聚集成更大的集团呢？根据邻近的星系群和星系团视分布的不均匀，天文学家早已猜疑可能存在星系的二级成团。在五十年代，这是一个争议不决的问题，经过一些天文学家的研究，到六十年代二级成团的观点已占优势，星系团集结成更大的集团——超星系团，在有的专著中也称之为星系云。

沃库勒在五十年代对星系二级成团问题进行了细致的研究。他分析了亮于视星等13^m的一千多个星系的分布情况，发现这些星系集中在几条带上，最高度集中的一条长带平均宽12°，有三分之二比12^m亮的星系位于这条带内。这条带定出了一个与银道几乎垂直的大圆，其极的银道坐标为$l=47.37^\circ$，$b=6.32^\circ$。亮星系在北银极附近最密集，在南银极附近较稀疏。沃库勒认为上列事实表示，绝大部分较亮的星系属于一个很大的扁平状集团，称为本超星系团。

本超星系团由本星系群、室女星系团、后发星系团以及一些较小的星系群和星系团组成，其大小的估算与所取的H值有关，一般认为它的长径为30兆秒差距，厚1.8兆秒差距，其质量中心位于或靠近室女星系团。银河系在本超星系团内的位置较接近边缘，离质量中心10～12兆秒差距。本超星系团的扁平形状可能意味着它在自转。

阿贝尔分析他编制的2712个富星系团的表，他注意到大概有50个超星系团，每个包含10个左右的星系团。超星系团常呈扁长的形状，长径几十兆秒差距。较近的超星系团有武仙超星系团、北冕超星系团、巨蛇-室女超星系团。

从单个星系、双重星系、多重星系到星系群、星系团、超星系团，构成了一幅阶式结构的图像。这种成团的阶式结构是否无

限扩展呢？从目前的观测水平来说，没有证据表明超星系团集结成更大的系统。哈勃、兹威基和阿贝尔等认为，星系成团的尺度有一个上限，大致为100兆秒差距。因此超星系团是现在已知的最大的星系集团。在尺度小于100兆秒差距的空间内星系有强烈的成团倾向；就尺度超过100兆秒差距的空间而言，星系的分布可以近似看成是均匀的①。但也有人认为超星系团可以进一步成团，形成三级星系团。

六、哈勃定律的意义

应当强调指出，哈勃定律(12.2)式是在星系谱线红移由多普勒效应引起的假设下才成立的，实际上该定律不加任何假设的原始形式应是星系谱线红移的大小与距离成正比，这也称为哈勃效应。以多普勒效应来解释谱线红移是最显而易见的并且具有坚实的物理基础，但对于星系来说，这毕竟是一个假设，不是确证无疑的。有些科学家致力于探索其他的机制来解释红移现象。例如有一种叫做"光子衰老"的假设，认为从星系发出的光子在路程上经过了数以百万年计的时间，丧失了部分能量，而且丧失的能量与经过的距离成正比，以此解释哈勃效应。然而，至今这个假设在物理学上没有实验证据和理论根据，因此未被接受。

通常以谱线波长的相对变化$Z=\frac{\lambda-\lambda_0}{\lambda_0}$来表示红移的大小。在红移是由多普勒效应产生的前提下，按照(8.27)式，得

$$Z=\frac{V_r}{c} \qquad (12.9)$$

---

① 八十年代初美国的天文学家发现，宇宙空间中有直径达100兆秒差距的星系很少的区域，称之为巨洞。这个发现如果是确实的，则表明在100兆秒差距的尺度上宇宙中物质的分布也是不均匀的，它对宇宙学的研究可能会产生很大的影响。

这个公式只适用于Z比1小得多(即$V_r \ll c$)的情况，而目前观测到的红移最大的星系名叫3 C256，$Z=1.82$。在速度很大的情况下，基于经典物理学的(12.9)式已不适用，必须用如下的相对论多普勒效应的公式：

$$Z=\frac{1+\frac{V_r}{c}}{\sqrt{1-\frac{V_r^2}{c^2}}}-1=\sqrt{\frac{c+V_r}{c-V_r}}-1. \quad (12.10)$$

对于$Z=0.8$，$\frac{V_r}{c}=0.53$，即退行速度约达到光速的一半。

本星系群中有几个成员星系的视向速度为负值，它们在朝向银河系运动，这可以解释为它们离银河系太近，退行速度小于本动速度。除此之外，所有的星系都在远离银河系运动，而且退行速度大致与距离成正比。哈勃由此得出结论，宇宙的可见部分正在膨胀。这种膨胀是均匀的，即任一对星系互相分离的相对速度与它们之间的距离成正比。

为了帮助理解均匀膨胀的含意，可以设想一根棒上的三个点A，B，C，且$AB=BC$，当棒在纵向均匀膨胀时，无论从哪一点看，其余两点都在远离，而且退行速度与间距成正比(图12.27)。

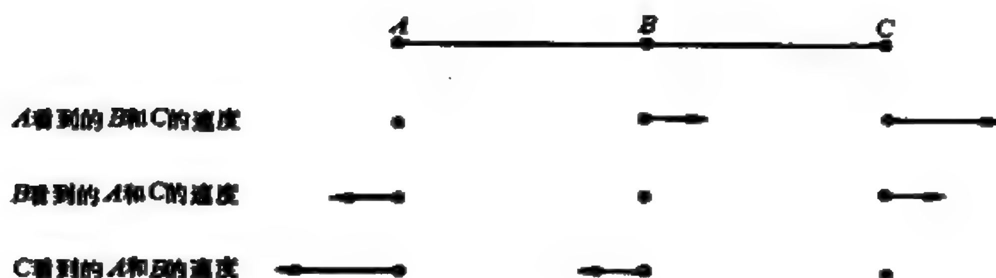


图 12.27 均匀膨胀的棒上等间距的三点所见的各点的速度

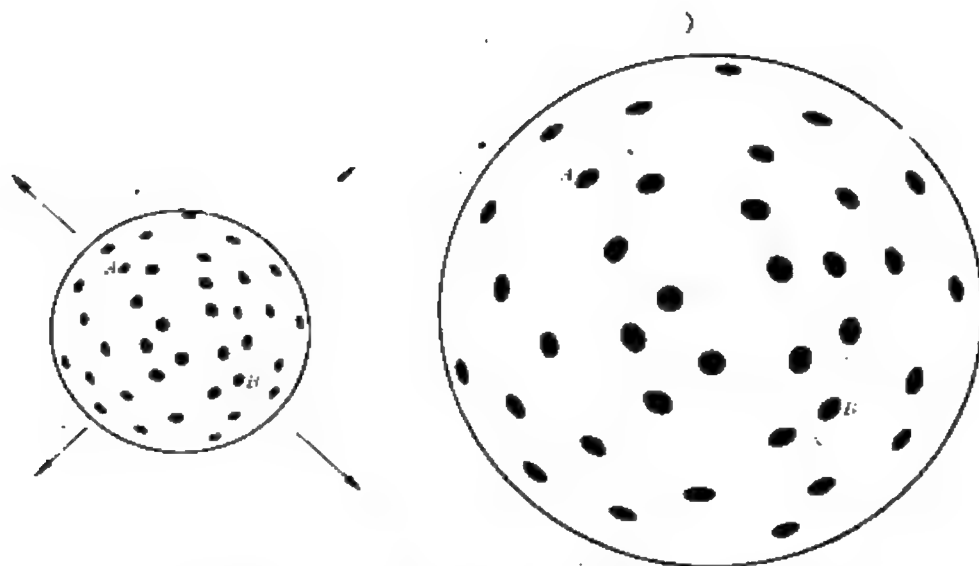


图 12.28 气球膨胀时，球面上任意两点(例如A和B)间距离的增加率正比于距离，不管从哪一个点看，所有其他的点都在均匀地离它退行

从一个均匀膨胀着的气球表面上任一点看其他各点的运动也有类似的规律(图12.28)。

自从哥白尼时代以来，人们已逐步牢固地树立起地球上的人类在宇宙中并不占有特殊地位的观念。尽管从星系的退行现象并非不可以认为银河系处于膨胀的中心，但天文学家断然摒弃了这种观点。从上述的例子显然可见，只要宇宙的可见部分在均匀膨胀，则任何星系上的观测者应同样观测到其他的星系都在退行，并且得出同样的哈勃定律，因此银河系的地位无任何特殊之处。

§12.6 活动星系、射电星系和互扰星系

本世纪中叶以前，天文学家认为星系是相当平静的，只有难得出现的超新星和新星才暂时冲破沉寂的状态。射电天文学兴起后，天文学家发现了银核中的射电源以及许多河外的强射电源，后

者在射电波段发射的能量比前者大得多，从此揭开了星系活动的帷幕。后来在红外波段和X 射线波段上的探测进一步促使天文学家认识到星系的活动、特别跟某些类型的星系的核联系着的活动是相当普遍的现象。

按照活动的规模，处于较低水平的星系占绝大多数，故有正常星系之统称；活动很激烈的星系约只占 2 %。这反映了在星系的整个演化过程中激烈活动的状态只是很短的一个阶段。这些少数的星系就是本节要阐述的活动星系和射电星系。目前在天文学的有关著作中介绍它们的章节编排很不一致，有的将活动星系和射电星系并列，有的把射电星系甚至类星体(见 §12.7)都纳入活动星系的范畴。

一、活动星系的特征

活动星系是具有明显的激烈活动的星系，其主要表现如下：

(1) 相对说来星系核异常明亮。

(2) 许多活动星系的光谱中有发射线，在红外、射电、紫外和X 射线波段发射的能量大于光学波段，连续辐射谱的形状显然不能跟黑体辐射谱匹配(图12.29)。正常星系的辐射谱基本上是大量恒星累积的辐射谱，具有热辐射(黑体辐射)的特征；而活动星系的辐射呈现出非热的性质，以前多次提到的同步加速辐射在天体物理学中是最重要的一种非热辐射。

(3) 在光学和射电波段亮度常出现快变，变化时标多数为一年左右，有时短到只有几天。

(4) 某些活动星系的近旁观测到喷流结构，显然是从星系中抛射出的物质形成的。

(5) 光谱中的发射线很宽，表明星系核内有速度弥散很大的气体云，最大速度可达5000千米/秒。

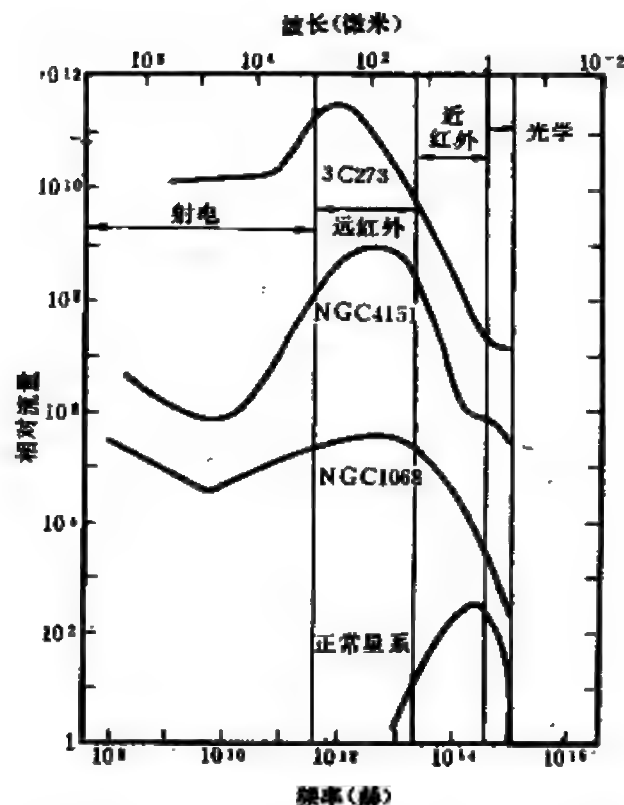


图 12.29 两个活动星系(NGC4151、NGC1068)和一个类星体(3C273)在射电、红外和光学波段的连续辐射谱跟正常星系的比较

二、活动系星的类型

活动星系通常是在观测星系时偶然发现的，对它们的分类缺乏统一的规范，以致现有的一些类型相当混杂，只有少数活动星系可以单纯地归入一种类型，多数有交错重叠的情况。

1．马卡良星系　苏联天文学家马卡良(Б.E. Маркарян)自1967年起在比拉干天文台用配备物端棱镜的施密特望远镜搜寻有强紫外连续辐射的星系,经几年的巡天观测，他发现了800多个这类天体,并编成表，故得名。马卡良星系大体上又分成两个次型:

(1) 亮核型：占总数的$\frac{2}{3}$，明亮的星系核就是紫外连续源，它们常是旋涡星系，光谱中有发射线，其中发射线很宽的又属于赛弗特星系(见下面)，在这个次型中占多数。

(2) 弥漫型：紫外连续源分散在整个星系内，它们是暗弱的不规则星系，金属丰度一般很低。这个次型中较暗的成员具有十分类似于HⅡ区的光谱，有时称为星系际HⅡ区。

阿罗在墨西哥托南钦特拉天文台用类似于马卡良的巡天技术于1956年首先发现的阿罗星系基本上就是弥漫型的马卡良星系。

2. 致密星系　　兹威基在六十年代根据《帕洛玛天图》发现一种表面亮度很高、勉强能与恒星区分的星系，叫做致密星系，也有兹威基星系之称。其中，红致密星系大概是正常星系，不过表面亮度高得反常，而蓝致密星系很可能是小的星系际HⅡ区。

3. N型星系　　这种类型由摩根在五十年代提出，其特征是有一个恒星状的亮核以及较致密的暗弱星云包层，星系的辐射大部分由核提供。N型星系核的颜色跟类星体相似，而星云包层的颜色却与巨椭圆星系对应。有些N型星系核的周围可以看到旋臂。这类星系中很多是射电源，光谱跟赛弗特星系类似，不过发射线较窄，核的亮度有变化。

4. 赛弗特星系　　这类星系因美国天文学家赛弗特(C.K. Seyfert)在1943年发现了六个旋涡星系光谱中有异常宽的发射线而得名，至今已观测到一百多个。

赛弗特星系有一个明亮的恒星状核，在短时间曝光的底片上易误认为是恒星，经长时间曝光的底片显露出在核的周围有朦胧的旋涡结构(图12.30)，光谱中有发射线，它们主要是氢的巴耳末线以及电离氧、氮、氖等的禁线。这类星系中绝大多数是旋涡星系，只有5%可能是椭圆星系。在全部旋涡星系中(S和SB型)赛弗特星系只占1%。对于很远的星系分类不易，以致赛弗特星系与

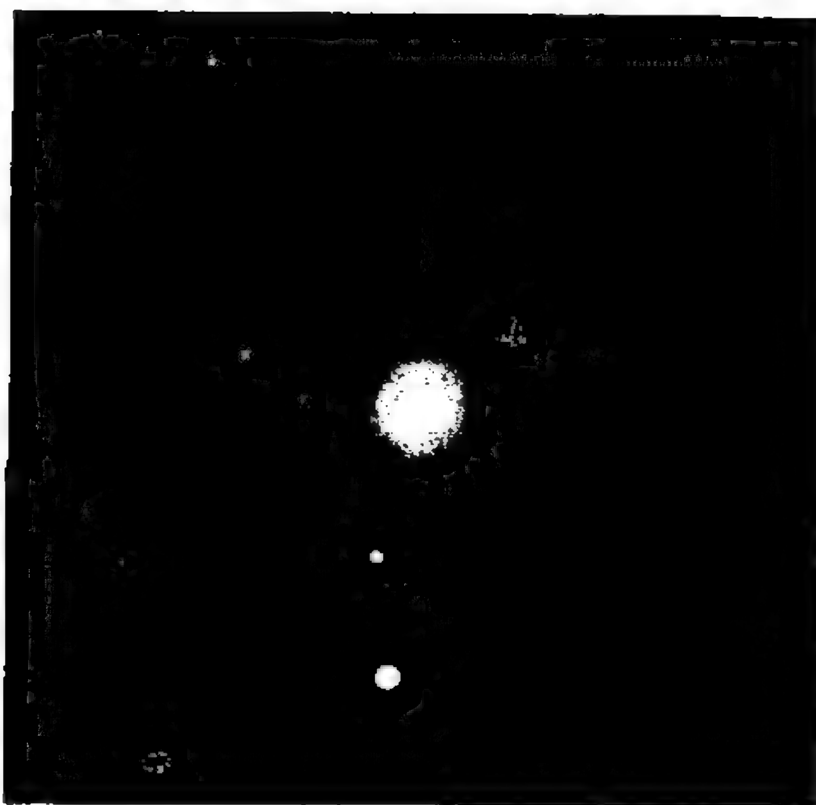


图 12.30 赛弗特星系NGC4151

N 型星系、马卡良星系常难以辨别。

按照发射线的相对宽度，赛弗特星系分成两个次型：

（1） Ⅰ型：氢的巴耳末线很宽，其他元素的谱线较窄。

（2） Ⅱ型：氢的巴耳末线与其他元素的谱线差不多宽，但比Ⅰ型的巴耳末线窄。

赛弗特星系很宽的谱线可以解释为气体在作速度很大的随机运动。Ⅰ型赛弗特星系的巴耳末线的平均宽度等价于3400千米/秒的速度，而Ⅱ型的所有谱线以及Ⅰ型中除氢以外的其他谱线的宽度跟速度500～1000千米/秒相当。

跟行星状星云内的情况相似，赛弗特星系的巴耳末发射线也是氢离子与电子复合时经过级联跃迁产生的。很宽的巴耳末线在

星系核内生成，那里的电离气体的质量应为$10^1 \sim 10^3 M_{\odot}$数量级，密度$10^{13} \sim 10^{15}$个离子/米^3；窄的发射线大概由核周围密度和速度均较低的气体产生。致使气体电离并获得高速度的能源还不清楚，应在星系核内，10^3千米/秒数量级的速度很可能是由激烈的爆发引起。

赛弗特星系从射电到光学波段的连续辐射谱不单纯是大量恒星光谱的复合。分析表明，射电辐射具有非热的同步加速辐射的性质；红外辐射大部分来自被星系核的光学和紫外辐射加热的尘埃的再辐射，一小部分可能是同步加速辐射的贡献；在光学波段连续谱主要是恒星热辐射谱的复合，但也有非热辐射的成分。连续辐射的总功率为$10^{37} \sim 10^{38}$瓦，约相当于$10^{11} L_{\odot}$。这类星系的亮度常有不大的变化，变化时标从一个月至一年，当连续谱变化时，发射线却保持不变，这表示产生非热的连续辐射的区域比产生发射线的区域小得多。

许多赛弗特星系的射电辐射比正常旋涡星系强。平均而言，Ⅱ型赛弗特星系的射电辐射比Ⅰ型强。这类星系普遍有很强的红外辐射，Ⅱ型赛弗特星系的几乎全部辐射能以及Ⅰ型赛弗特星系的大部分辐射能是红外辐射的贡献。至八十年代初有20多个赛弗特星系已探测到X射线辐射，其中Ⅰ型的辐射功率比Ⅱ型大。

三、射电星系

自四十年代以来，射电天文学家发现了数以千计的射电源。起初最强的一些源以星座名加以一大写的拉丁字母来表示，例如人马座里的强射电源称为人马A，天鹅座里的强射电源称为天鹅A。后来发现的源多了，汇编成表，以表的简称加编号命名。在一些较著名的射电源的名字中，以3C和4C最常见，它们是英国剑桥大学编的第三和第四射电源表的简称，现在已有剑桥第五和第六射电源表（即5C和6C）。已知的射电源有三万多个。

大部分射电源位于河外，其中大约有$\frac{1}{3}\sim\frac{1}{2}$的源已证认出光学对应天体是星系。星系的射电辐射功率(即射电光度)相差悬殊，以10^{34}瓦为界，功率超过这个数量级的星系称为射电星系，它们在射电波段的辐射功率不仅比正常星系大得多，而且也比它们在光学波段的辐射功率大得多。射电星系的光学对应天体大多是E型和D型星系。

射电源天鹅A发现于1948年，1954年它被证认为一个视亮度16^m的星系，光谱中有很多发射线。它是第一个被发现的射电星系，也是最强的河外射电源，离银河系170兆秒差距，辐射功率达10^{38}瓦数量级，比银河系的射电辐射功率强几百万倍。

射电星系的射电连续谱一般遵循形如(9.4)式的幂律谱，在频率10～1400兆赫范围内，频谱指数α平均为-0.79，射电辐射有很强的偏振。幂律谱和偏振反映出辐射机制应是同步加速辐射。

大多数射电星系的光谱中只有吸收线，少数出现发射线。而在后者之中，发射线窄的占多数，平均相当于400～800千米/秒的速度；少数有很宽的氢和氦发射线，最宽的跟速度10^4千米/秒相当。

大多数射电星系由于离银河系很远，其角直径小于$1'$，只有用射电干涉仪观测才能分辨几个角秒甚至更小的结构。观测资料通常由仪器自动绘制成等强度线的轮廓图，以下简称射电图。按照射电辐射区的大小和形态，射电星系主要可分为如下的次型：

(1) 致密型：射电辐射区不大于底片上星系光学像的范围，通常是十分小的，有的甚至不超过几个光年。M 87是典型的射电致密星系(见下面)。

(2) 双源型：射电辐射区十分延展，超过星系光学像的范围，而且在光学星系的两边有两个巨大的射电瓣(图12.31)。这种星系的射电辐射主要不是来自光学星系，而是在它两边的两个巨大的

气体云内产生．形成了两个射电源，故称射电双源星系。

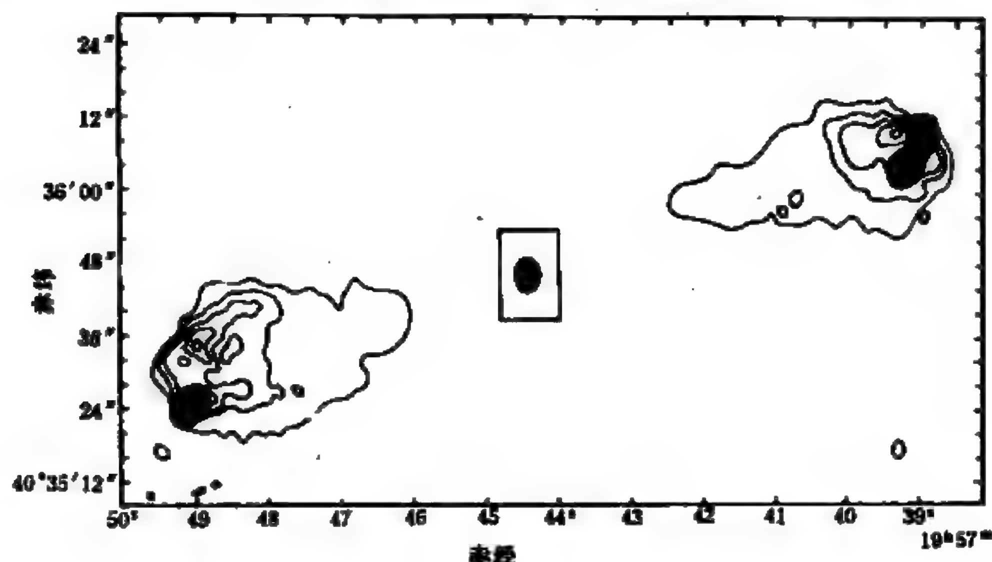


图 12.31　天鹅A的射电图．中间是光学星系．两边是巨大的射电瓣

天鹅A是这类射电星系的一个典型，两个射电瓣与光学星系相距约50千秒差距，三者排成一直线，瓣的直径为17千秒差距。在不少情况下，瓣比光学星系大。3C236是现在已知最大的射电星系之一，它的两个射电瓣的两端相隔6兆秒差距，达到星系团直径的尺度，每个瓣的直径约1兆秒差距，比银河系与M 31之间的距离还大！

许多射电星系属双源型。每个射电瓣都是具有磁场的高能电子云。从射电星系在全部星系中占的比率，推测星系在演化过程中处于射电星系阶段的时间为10^7～10^9年，为了使观测到的射电光度在这段时间内得以维持，一个典型的射电瓣应贮存10^{52}焦以上的能量，这大约相当于银河系里的全部恒星在10^8年内辐射的能量！同步加速辐射已公认为射电星系的辐射机制，但在磁场中高速运动的电子发出辐射便很快损失能量，在磁场强度为10^{-10}～10^{-9}特的情况下，产生射电辐射、光学辐射和X射线辐射的高能电子分别经过几百年、几十年和几天便耗尽了它们的能量。如何

解释射电瓣内贮存的巨大能量以及高能电子怎样得以不断补充是射电双源星系研究中的棘手问题，关于这个问题在下面阐述NGC 5128时将进一步提及。

(3) 头尾型：顾名思义，在射电图上这类星系呈头尾状，射

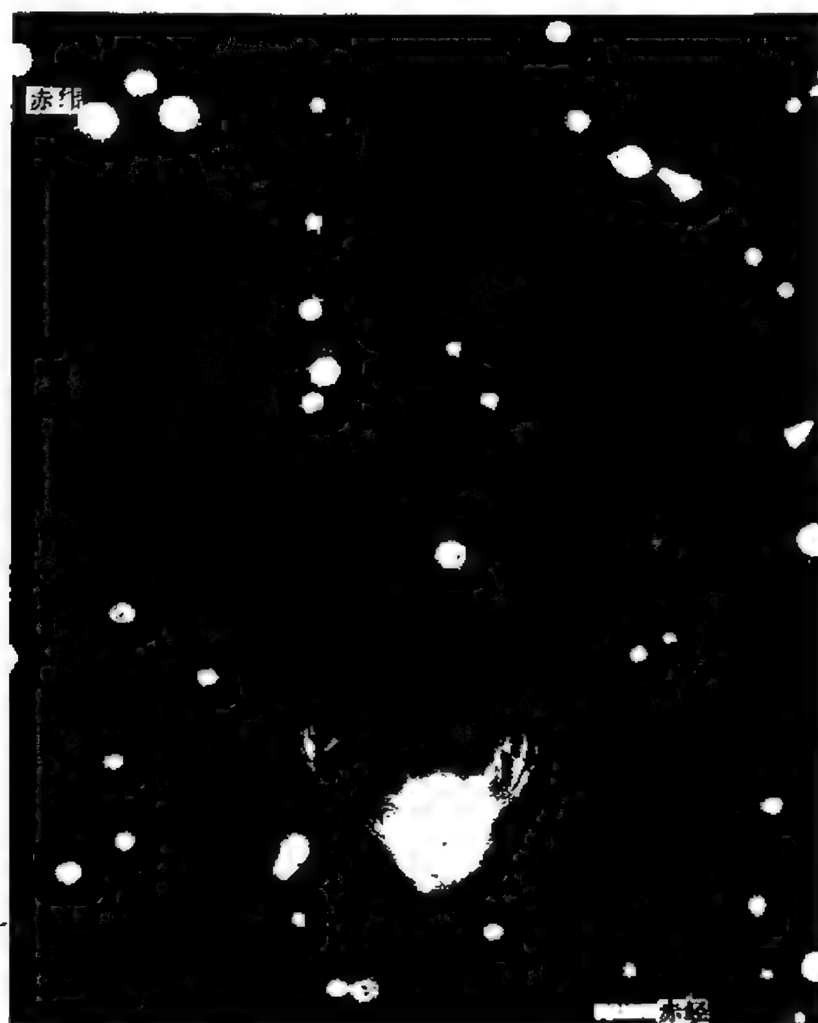


图 12.32 射电头尾星系NGC1265的射电图重叠在光学照片上

电辐射区的头围绕着光学星系，窄的尾巴从光学星系延展出去。英仙星系团中的NGC1265是一个典型例子(图12.32)，它有两条射电尾巴，延伸几十万秒差距。偏振观测表明，磁场沿着尾巴伸展方向，偏振度随离光学星系距离的增加而增大。在X射线卫星探测到星系团空间内存在着气体之前，射电头尾星系的发现已提供了星系际空间存在气体的证据。

射电头尾星系的尾巴伸向一个方向，还有很多延展的射电星系具有不同弯曲形状的尾巴。设想在星系团内一个快速运动着的星系喷出高能电子之类的物质，由于跟星系际物质相互作用，喷出的物质受到减速，便形成了被星系拖在后面的射电尾巴。

四、几个著名的活动星系和射电星系

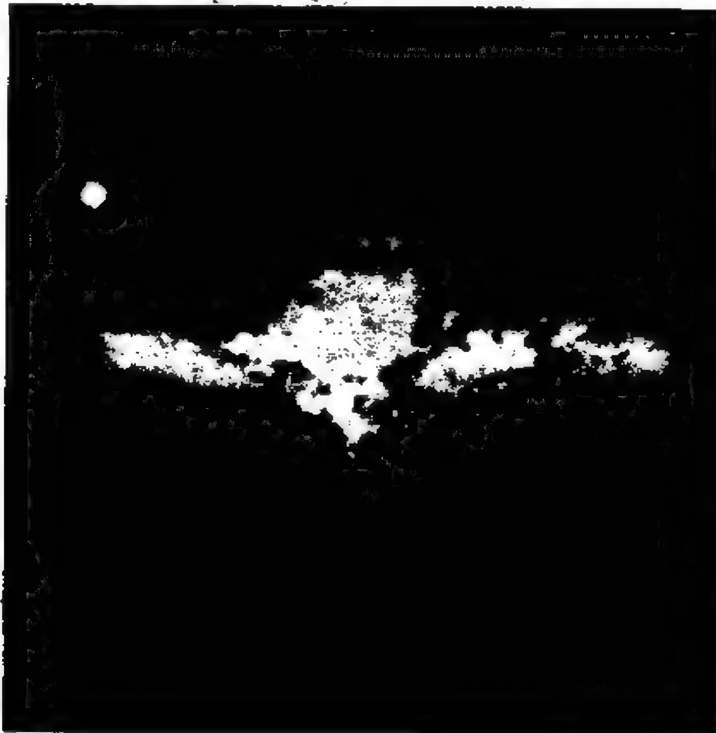


图 12.33 爆发星系M 82

1．M 82(NGC3034)　　这是大熊座中的一个IrrⅡ型星系，距离约3兆秒差距，也是有激烈活动证据的最近的星系。在M 82的核内发现一个弱射电源。光学观测表明，有大量的气体被抛射到星系对称平面的两边（图12.33），气体的速度达1000千米/秒，估计在10^6～10^7年以前星系核发生过一次大规模爆发。如图12.33中很多暗条和暗斑所示，M 82含有大量尘埃，只有在波长大于700纳米的红外波段才能观测到它的核。M 82的核并不明亮，显然它不是赛弗特星系，在有的著作中将它归入爆发星系，属于活动星系的一个类型。M 82的红外辐射功率比可见光波段高一个数量级，红外辐射显然来自被爆发时释放的能量加热到温度10^2开数量级的尘埃。

2．M 87(NGC4486)　　这是一个位于室女星系团中心附近的巨椭圆星系（图12.34），射电源室女A的光学对应天体，射电致密星系的一个典型。



图 12.34　巨椭圆星系M 87

在M 87的核内和核外都发现了激烈活动的证据。它的核内有一个射电致密源，直径不到3光月[①]。在短时间曝光的照片上揭示出有喷流从核心穿出(图12.35)，喷流发出很强的蓝光，长约2千秒差距，包含$10^6M_\odot$的物质，光度达$10^7L_\odot$。喷流也是射电源，它发出的射电辐射和光学辐射都是偏振的。喷流实际上由几个凝块组成，每个凝块大小不超过几十光年。射电观测还发现一个弱的喷流结构，同亮的喷流分居M 87的相反两侧。

M 87是一个X射线源，整个星系的X射线光度达$10^9L_\odot$。"爱因斯坦X射线天文台"高分辨率的观测表明喷流中包含发射X射线的凝块。

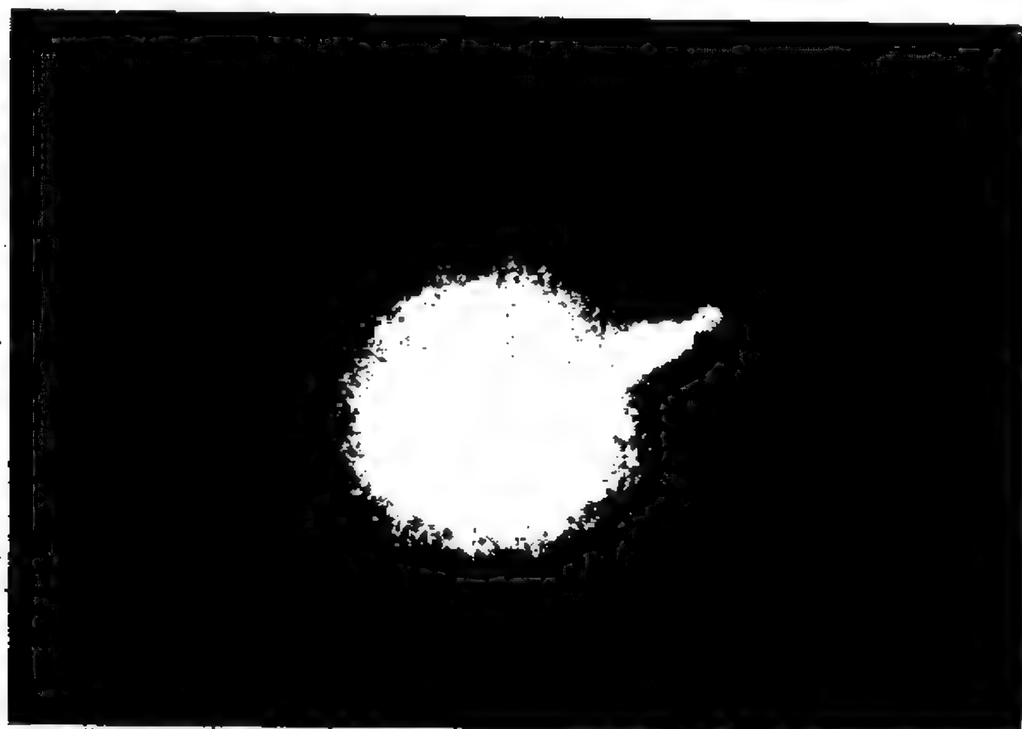


图 12.35 M 87的短时间曝光照片，注意右上方的喷流

① 与光年类似，光在一个月内传播的距离叫做光月，以后提到的光天、光时都有同样的含义。

在活动星系中喷流是常见的，从射电到X射线波段其辐射机制被认为是同步加速辐射。然而，高能电子至多经历几百年的辐射，能量便消耗殆尽。这就引出一个令人费解的问题，例如对于M 87，高能电子即使以光速运动，从星系核跑到喷流的外端需历时6500年，如果引起喷流的全部能量在星系核内产生，那么在喷流较靠外的区域内电子已没有足够的能量来发出光学辐射，因而实际上喷流中的电子必定有能量补给的渠道。这是怎样一种机制呢？目前天文学家离找到这个问题的答案还相距很远。

3．NGC1275　　这是英仙星系团中最亮的星系，强射电源英仙A的光学对应天体。NGC1275有直径几千秒差距的明亮的中央



图 12.36　NGC1275

部分，是一个赛弗特星系。用红光(对应于氢原子的H_α线)敏感的底片拍摄该星系，可以看到类似于蟹状星云的纤维结构(图12.36)。NGC1275核的光谱中有很宽的发射线，靠近核的地方气体相对于星系中心的运动速度达3000千米/秒，这说明该星系的核发生过爆发，纤维结构是抛出的气体形成的。观测表明，有一个巨大的



图 12.37 射电星系NGC5128

低亮度射电辐射晕遍布在英仙星系团里，这可能是NGC1275的爆发活动已波及整个星系团的一种迹象。

4. NGC 5128　这是一个超巨椭圆星系(cD型)，强射电源半人马A的光学对应天体。跟天鹅A类似，NGC5128属于双源型的

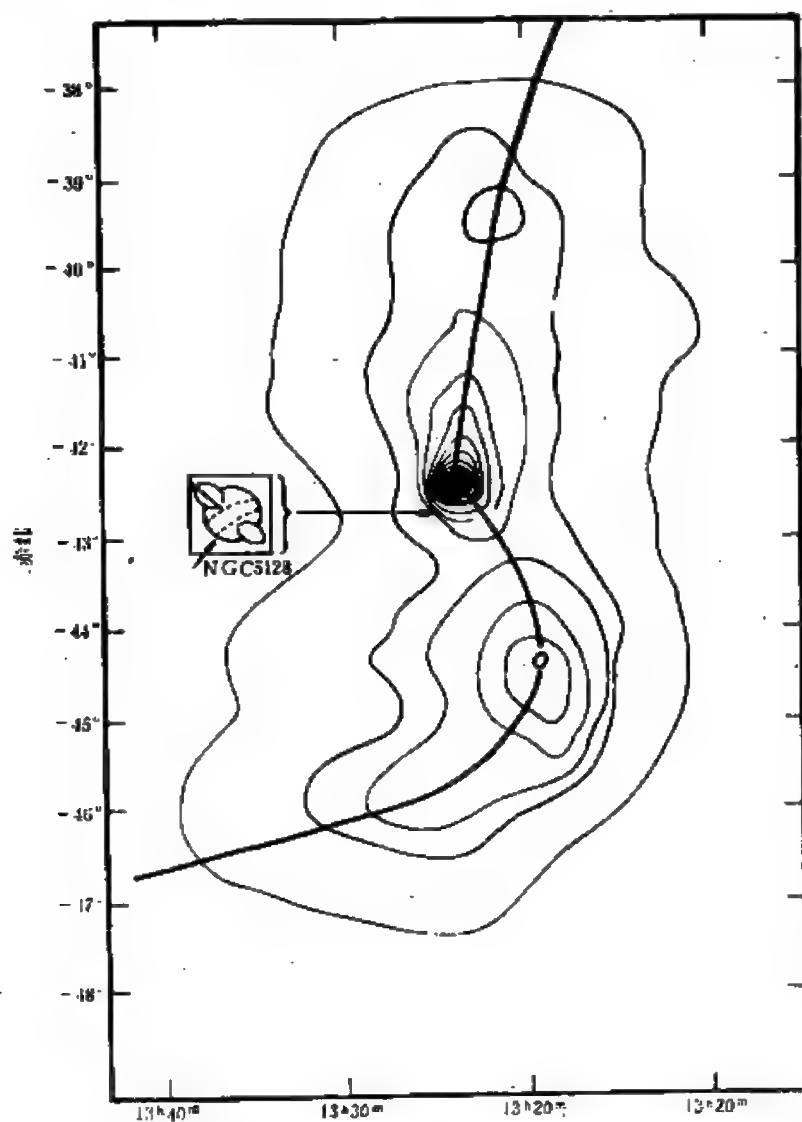


图 12.38　NGC5128的射电图　左边的方框是光学星系的放大，绘出了光学星系、尘埃带和两个内射电瓣

射电星系，距离4.4兆秒差距，是离银河系最近的射电星系。

NGC5128的光学照片颇为奇特，尘埃带从中部横贯一个椭圆星系(图12.37)。该星系有两个巨大的射电瓣以及射电尾的结构，双瓣直径分别为200千秒差距和400千秒差距，双瓣与光学星系不正好在一条直线上(图12.38)。美国的甚大天线阵探测到在光学星系边缘有两个内射电瓣(见图 12.38中左边的方框)以及从星系核有一条射电喷流伸向东北方的一个内射电瓣。内外射电瓣近似排成一条直线。

NGC 5128是强X射线源，该源很小，位置跟星系核吻合，辐射流量在变化。该星系的核也有很强的红外和射电辐射，都是非热的。"爱因斯坦X射线天文台"探测到从核向东北方伸展的X射线喷流，它至少由七个凝块组成。

喷流的发现为研究射电瓣提供了一点线索。喷流大体上跟射电瓣排成一直线，似乎是连结星系核和射电瓣的"通道"。高能电子由星系核供应，它们以连续粒子束的方式或者以一连串凝块的方式从星系核朝两个相反方向喷出，注入星系周围的物质中，在那里堆积起来，在喷流的外端形成了射电瓣。至于星系核内的能源是什么，还不清楚。

五、蝎虎天体

这类天体的原型是蝎虎BL，乍一看来它是一颗变星的符号，在1929年当发现它有光变时，确实曾把它当变星对待。但现在天文学家已掌握了较有力的证据，表明它是河外天体。

蝎虎天体是跟蝎虎BL有同样特征的天体，到1984年底已发现了70多个，它们共同的特征如下：

(1) 一般呈恒星状，看不到任何结构，但一部分这类天体(包括蝎虎BL)有暗弱的包层。

(2) 射电、红外和可见光波段上的亮度都有快速变化，时标

为几天至几个月。

（3）光谱中一般没有吸收线和发射线。

（4）各波段的连续辐射都是非热的，以红外波段上辐射的能量最多。

（5）辐射的偏振度大，并且有快速变化。

蝎虎天体跟其他活动星系最大的不同在于光变非常迅速并且飘忽不定。就以蝎虎BL而言，它的视星等在$14^m \sim 16^m$之间涨落，偶尔可增亮至13^m，即可见光波段上的亮度变幅达15倍左右，在一天之内亮度可变化$10 \sim 32^m$。有几个蝎虎天体亮度变幅达100倍。对于星系来说，如此快的光变和大的变幅是难以设想的。

许多蝎虎天体是致密的射电源，略带一点延展的结构，但与核心的强射电辐射相比，延展部分显得很弱。

最令人迷惑不解的是这类天体的光谱中竟几乎没有谱线。如果辐射机制是高能电子的同步加速辐射，那么所产生的紫外光甚至高能电子本身都能使星系核附近的气体电离，并通过复合过程产生发射线。

由于光谱中不出现谱线，许多蝎虎天体无法测定距离。但有人已观测到在蝎虎BL的光谱中有弱吸收线，它们是该天体周围的星云物质所产生的，并测得红移$Z=0.07$，这对应于视向速度2.1×10^4千米/秒，由哈勃定律推算的距离为420兆秒差距［若取$H=50$千米/(秒·兆秒差距)］。此外，有几个蝎虎天体发现在星系团中，提供了它们是星系的间接证据。

已发现的蝎虎天体中实际上可能包含不同性质的天体：恒星状的也许是星系核，有暗弱包层的才是星系。有人甚至认为，这类天体可能是诸如M 87和NGC5128那样的射电星系抛出的凝块。

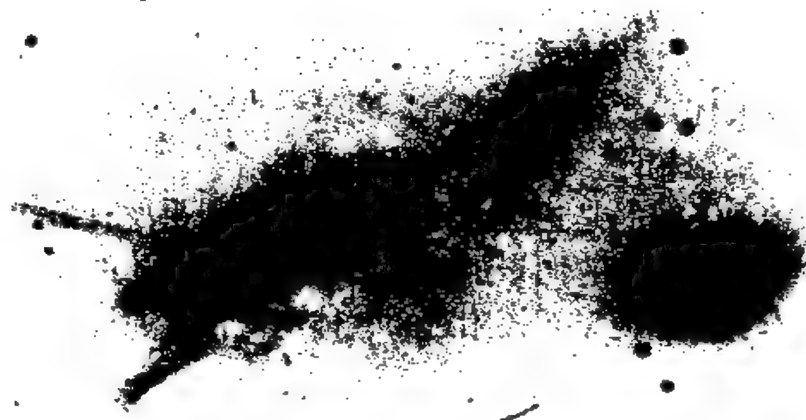
六、互扰星系

在五十年代兹威基等人从《帕洛玛天图》上注意到有不少靠在

(c)



(b)



(a)



图 12.39　三张互扰星系的照片(负片)

一起的星系形态异常，而且在它们附近常有星系际桥或尾出现(图12.39)。显然，这些星系不是因投影的缘故而“相聚”的，它们已经历了密近相遇或碰撞的过程，遭受了引力的干扰，这样的星系叫做互扰星系。跟活动星系不同，互扰星系原先是正常星系，其特殊性完全是由星系之间的密近相遇或碰撞造成的。

在§12.4中已提到，星系之间密近相遇或碰撞的几率应比银河系内恒星密近相遇或碰撞的几率大得多。尤其在星系团内，星系之间的平均距离可以小到500千秒差距，星系的本动速度取为1000千米/秒，在此情况下据估算，两个星系之间碰撞的平均时间为150亿年，跟星系的寿命相当，表明在星系团里星系之间的密近相遇或碰撞是可能发生的。

近十余年以来使用高速电子计算机发展了模拟星系密近相遇和碰撞的方法，用以拟合观测到的互扰星系的形态，说明星系际桥和尾的生成。星系在密近相遇或碰撞时，涉及大数目恒星的相互引力作用，过程极其复杂。模拟计算近似把星系当作大质量的质点，每个星系周围有一个试验粒子云，云中的试验粒子最初在圆轨道上运动。当两个星系密近相遇时，试验粒子相互的引力被忽略，它们在两个大质量质点的引力场中运动，每个试验粒子受到潮汐力的影响，轨道发生畸变，两个试验粒子云一起常会形成星系际桥和尾，在某些情况下潮汐力引起的畸变可能会导致旋涡结构的形成。

互扰星系的照片仅是它们的瞬时状态的记录，并没有为模拟计算提供足够的初始数据，以致这类计算不可避免地带有凑合的性质。尽管如此，模拟计算仍取得了令人注目的成功。以猎犬座中著名的旋涡星系M51 (NGC5194) 为例，它近旁有一个伴星系NGC5195(图12.40)，对它们密近相遇的模拟计算可以得出目前的形态(图12.41)，在此过程中生成了M51的旋涡结构。

两个星系迎头相撞，如果相对速度不超过10^2千米/秒的数量



图 12.40 旋涡星系M51（NGC5191）及其伴星系NGC5195

级，相互作用的时间便足够长，它们可能合并成一个星系，其结构经历很大的变化。在富星系团的中心附近星系的数密度很大，常存在一、二个超巨椭圆星系（cD型），现在普遍认为这类特大星系是靠吞食了跟它们相撞的星系后逐步壮大的，随着质量增加，它们吸引其他成员星系的引力也增强，加快了“同类相食”的过程，导致星系团的相当大部分的物质被它们兼并，形成超巨椭圆星系。

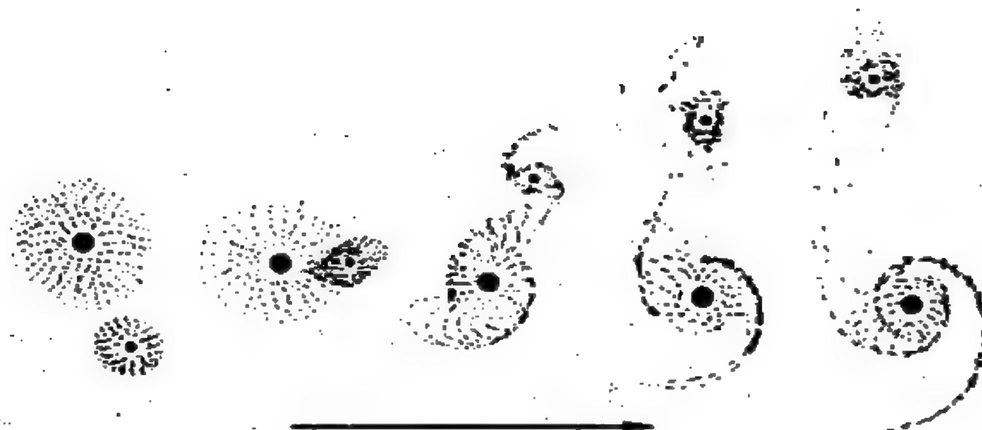


图 12.41 两个星系密近相遇的模拟计算拟合了M51和NGC5195系统目前的形态

§12.7 类 星 体

一、发现

为了探究射电源是什么样的天体，天文学家必须根据从射电观测得到的射电源的精确位置，搜寻它们的光学对应天体。1960年，美国天文学家马修斯(T.Matthews)和桑德奇(A.Sandage)在射电源 3C 48的位置上找到了一个视星等为16ᵐ的恒星状天体(图12.42)，周围有很暗的星云状物质，它的紫外连续辐射比主序星强，呈蓝色，亮度有变化，一年内变化0.4ᵐ，最特别的是光谱中有几条完全陌生的宽的发射线。他们接着发现射电源 3C 196、3C 286和 3C 147也有貌似恒星的光学对应天体，它们光谱中的发射线也无从证认。

1962年，在澳大利亚观测了月掩强射电源 3C 273，射电望远镜记录了 3C 273被月球掩住和从月球后面出现的精确时间，根据

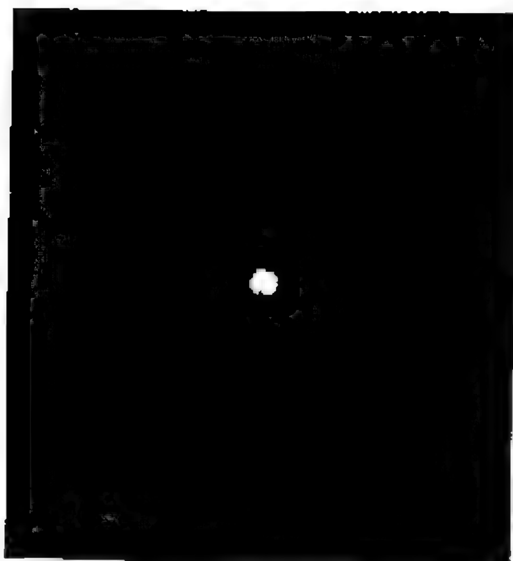


图 12.42　第一个被发现的类星体 3C 48

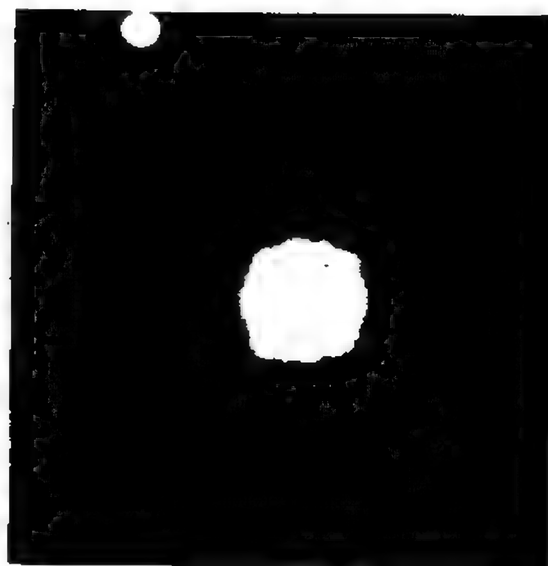


图 12.43　类星体3C 273注意右下方的喷流

月球的轨道算出3C 273的精确位置，在这个位置上有一颗13ᵐ的蓝色暗“星”(图12.43)，使天文学家同样困惑的是其光谱中发射线的位置跟已知原子的谱线都不符合。1963年，美国天文学家施米特(M.Schmidt)揭开了 3C 273光谱之谜，他指出最亮的一些发射线是氢的巴耳末线，只是由于很大的红移，$Z=0.158$，使得谱线不易证认(图12.44)。后来对 3C 273进行紫外观测，发现在波长141.0纳米附近有一条强发射线，按$Z=0.158$计算，它正常的波长应为121.6纳米，就是L_α线，因而紫外观测进一步证实了对3C 273光谱的红移解释。

遵循红移这条线索，格林斯坦(J.L.Greenstein)分析了3C 48的光谱，得出$Z=0.367$。如果红移是多普勒效应，则3C 48的视向速度达9.1×10^4千米/秒，为光速的三分之一。在六十年代初已知星系的红移都比3C 273和3C 48小得多。

3C 48和3C 273之类貌似恒星、光谱线有很大红移的射电源

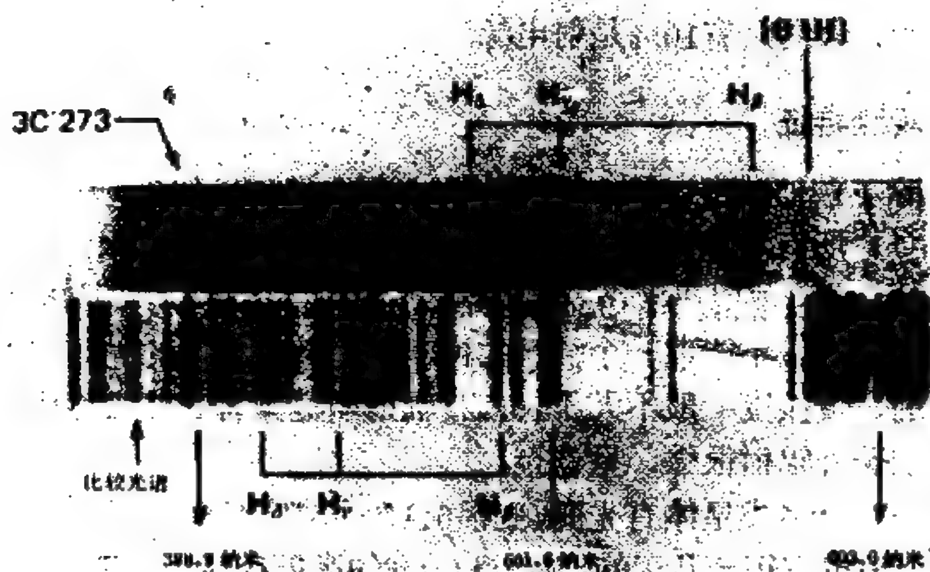


图 12.44 3C273的光谱和相对于观测者为静止的光源的比较光谱，前者的巴耳末线显示了很大的红移

称为类星射电源。它们的紫外辐射极强、颜色显得很蓝的特征启发了天文学家用紫外敏感的底片去搜索这类天体，果然很快发现了很多红移很大的"蓝星体"，但它们在射电波段上是宁静或很弱的，以致射电望远镜不易发现。后来将类星射电源和蓝星体统称为类星体。

作为区别于其他类型的天体的判据，类星体定义为具有大的红移的恒星状天体。所谓"恒星状"这里是指光学像的主要部分角直径不超过1″，容许包括有暗弱的延展星云状物质，如在 3C 48 和 3C 196周围观测到的情况，但这种情况很少。银河系内的恒星最大的红移 $Z=0.002$，而类星体的红移至少大一个数量级，因而根据红移就把类星体与银河系内的恒星区别开来。可是类星体有时容易跟遥远的N型星系和赛弗特星系混淆，因为后者也可能有较大的红移和恒星状的亮核。

到1984年底止，已发现了2800多个类星体，其中大多是射电宁静的，大约只有10%是射电源。

二、观测特征

除了貌似恒星以外，类星体的主要特征列举如下：

(1) 所有类星体都辐射可见光，光学连续辐射谱跟黑体辐射谱不同，可以用幂律谱(9.4)式表示，但频谱指数α对不同的类星体相差较大，不能取一个统一的值。大多数类星体的光学辐射是偏振的，偏振度一般不大于10%。辐射明显具有非热的性质。类星体的紫外辐射很强，呈蓝色。

(2) 许多类星体有光变，变幅$0.1^m \sim 3^m$，时标一般从几月至几年，但也有短至几天的，例如3C446的亮度在两天内变化一倍。光变没有周期性。

(3) 类星体的光谱中都有发射线，包括容许谱线和禁线，它们由氢、氦、碳、氮、氧、氖、镁、硅等元素产生，其中最强的发射线是HⅠ的L_α和H_β、CⅣ的154.9纳米线、NⅤ的124.0纳米线以及MgⅡ的279.8纳米线。

光谱中出现发射线说明类星体周围有受到高频光子照射的稀薄气体云，云内的原子通过荧光过程将高频光子转换为可见光波段的低频光子，形成发射线。而高频光子(紫外光和X射线)大概来源于高能电子的同步加速辐射。

类星体光谱中的发射线很宽，表明产生发射线的气体云内有大规模的诸如湍流之类的随机运动，运动速度达1000～1500千米/秒。

许多类星体(但不是全部)光谱中有吸收线，它们是碳、氮、硅等元素的离子产生的，跟发射线相比吸收线窄得多。一般来说，红移$Z>2.2$的类星体有强吸收线。

(4) 大多数类星体的红移$Z>1$，而除极个别的星系以外，星

系的红移$Z<1$。按照(12.10)式，与红移$Z=1$对应的视向速度为$0.6c$。在目前已知的类星体红移记录中，最小的是MARK509，$Z=0.035$；最大的是PKS2000-330，$Z=3.78$，其对应的视向速度达$0.92c$！如果用哈勃定律计算距离，取$H=50$千米/(秒·兆秒差距)，则得5500兆秒差距或180亿光年。

对于光谱中有吸收线的类星体，通常由吸收线定出的红移小于发射线红移。有些类星体的吸收线有几组不同的红移值，但发射线的红移都相同。例如，类星体PHL938的发射线红移为1.955，而吸收线红移分别为1.949、1.945和0.613。1.955与0.613所对应的视向速度之差达$0.35c$。如果不加说明，类星体的红移是指发射线红移。

现在多数天文学家认为，类星体的吸收线是类星体与观测者之间的居间星系晕或星系际气体产生的，而红移与发射线很接近的吸收线则可能是在类星体本身的气体晕中产生的。

(5) 类星射电源的射电连续辐射谱是幂律谱，在178～1400兆赫波段内频谱指数α平均为-0.81。这类天体中很多具有双源结构。用洲际射电干涉仪发现有些类星射电源极其致密，射电辐射区的角直径小于$0.001''$，在几个月内辐射功率就有很大变化，表明其直径只有几光月或更小。

(6) “爱因斯坦X射线天文台”记录到很多类星体有X射线辐射，而在它上天之前受仪器灵敏度限制只观测到3C273等几个邻近类星体的X射线辐射。

(7) 个别的类星体观测到光学喷流(见图12.43)，少数类星射电源已发现有射电喷流。

三、红移的争论

1．宇宙学红移　　类星体最突出的一个特征是红移很大，它们之中绝大多数的红移远大于星系。如何看待这一观测事实呢？最

现成的是用哈勃效应来解释，即认为类星体的红移是由宇宙膨胀引起的河外天体退行的反映，这样的红移叫做宇宙学红移。

按照宇宙学红移的观点，类星体是很遥远的天体，它们的距离可根据哈勃定律来计算，这样定出的距离常称作宇宙学距离。上面给出的PKS2000-330的距离数据达180亿光年，它是目前人类观测到的最远的天体。

有若干观测事实支持宇宙学红移的观点。例如，有的类星体位于星系团的方向上，一般来说很难鉴别它们是星系团的成员还是前景或背景天体，困难在于星系团的成员星系比类星体暗得多，不易获得其光谱。但对于3C206情况则不同，这是一个红移$Z=0.206$的类星体，周围约有200个暗弱的星系，其中一对靠近它的星系已拍摄到光谱，它们的红移$Z=0.203$，几乎跟3C206一样，说明这个类星体位于一个星系团内，红移应是宇宙学的。此外还有几个类星体也用同样的方法表明是星系团的成员。观测还提供了有些类星体出现在星系核内的证据(见本节后面)，也意味着类星体的红移是宇宙膨胀引起的。

在宇宙学红移的前提下，类星体应是非常远的天体，而它们尚能被看到，表明光度非常大。例如3C273，$Z=0.158$，视星等为13^m，如取$H=50$千米/(秒·兆秒差距)，则距离为950兆秒差距，光度达$10^{14}L_\odot$。一般来说，类星体的光度比普通的旋涡星系大$10^2\sim10^4$倍。这样大的辐射功率不仅是天文学家没有见识过的，更令人惊奇的是发射能量的区域很小，因为根据类星体光变的时标以及洲际射电干涉仪高分辨率的观测都说明类星体的辐射能来自直径小于1光年的中心区域，也许直径只有光天甚至光时的数量级.

就现今的理论水平而言，类星体在如此小的体积内释放出这么巨大的能量是一个难以解释的问题。为了摆脱这个难题，有些天文学家另辟蹊径，努力寻找类星体的红移完全不是或部分不是

宇宙学红移的观测证据，并探讨红移的其他理论解释，因为类星体如果不是遥远的天体，能源的困难就解除了。事实上，宇宙学红移的观点并没有建立在无懈可击的基础上，例如，红移与距离之间的正比关系在七十年代经桑德奇等人对星系团的精心观测已大致扩展到$Z=0.46$，对于更大的红移这个正比关系能否成立是未经观测验证的，因此把哈勃定律外推用于类星体只能看作是一个假设。

2．非宇宙学红移　美国天文学家阿普（H. Arp）是反对把类星体的红移解释为宇宙学红移的代表人物，他和他的同事从观测上找到了几个具有挑战性的例子。

NGC3384是一个S0型星系，红移$Z=0.003$，在它周围角距30′以内共发现了八个类星体，其中六个的红移彼此很接近，$Z=1.11\sim1.28$。这六个类星体中的五个跟NGC3384几乎排成一直线(图12.45)，如果它们毫不相关，只是由于投影偶尔排成一直线，其几率是非常小的，因此可以认为这些类星体与星系NGC 3384成协，前者好象是从后者向相反方向抛出的，宛如有些射电星系中的喷流。可是这六个类星体的红移跟星系NGC3384相差非常大，说明这些类星体的红移不是宇宙学的。

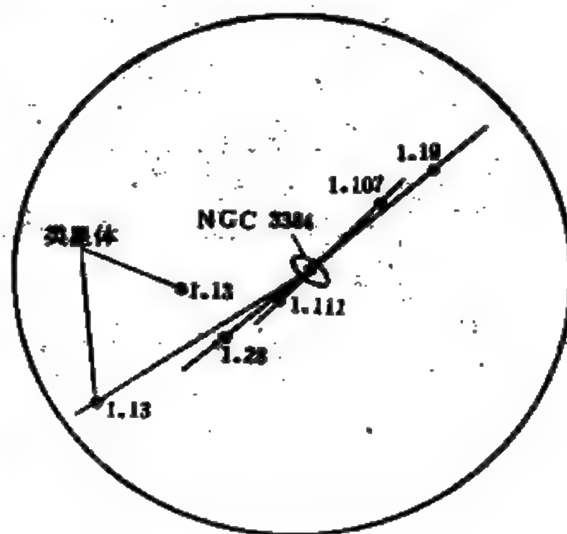


图 12.45　星系NGC3384和近旁的类星体的视位置。图中数字表示类星体的红移Z

旋涡星系NGC 4319跟类星体马卡良205的视位置很靠近，阿普宣称在照片上可以看到两者之间

有物质桥相连接[①]，说明它们是有物理联系的真正的近邻，但NGC4319的$Z=0.006$，而马卡良205的$Z=0.07$，相差10倍以上。

NGC1199是一个红移$Z=0.009$的椭圆星系，在它的像上重叠了一个红移$Z=0.044$的致密天体(图12.46)，很象类星体。阿



图 12.46 位于椭圆星系NGC1199前面的一个大红移的天体（箭头所指）

① 后来有人重新观测了这对天体，认为阿普观测到的这个物质桥未必属实，它可能是照片上的赝像。此外，在离马卡良205约3″处有一个红移相同的星系，可能是前者的伴星系，由于它的潮汐作用，使马卡良205的像畸变，在照片上看起来似乎有物质桥伸向 NGC 4319。

普宣称在这个致密天体的周围有一个暗环，是因NGC1199的光被吸收所致，因此他认为这个致密天体应位于NGC1199的前面，离观测者更近，但红移却更大，必定另有原因。

关于非宇宙学红移，曾提出如下的几种观点：

（1）光子衰老（见§12.5）。

（2）类星体中央有一个大质量的黑洞，强大的引力场使辐射发生引力红移，但计算表明，引力红移仍不足以解释红移很大的类星体。

（3）类星体是从银河系或邻近星系中抛出去的天体，它们都离银河系不远，红移也是由多普勒效应引起，但完全不同于宇宙学红移。这个观点遇到了很大的困难，因为类星体如果由邻近星系抛出，总会有一些朝向观测者运动，但至今未观测到一个谱线蓝移的类星体，如果都从银河系抛出，鉴于类星体的动能非常大，并且它们的总数大概比已发现的多得多，很难设想银核曾有能力产生这些天体。

（4）在大尺度的空间和时间中改变物理定律和物理常数。但大多数物理学家不愿接受这个绝属假设的观点，因为它会动摇物理学的基础。

此外，有的天文学家怀疑对类星体光谱的证认有问题，认为氢线不存在，是其他元素产生的谱线，从而得出红移很小的结果。

3．宇宙早期的"探测器"　综上所述，自类星体发现以来的二十多年中，红移的原因一直是争论不休的问题。主张非宇宙学红移的天文学家将类星体能源的难题转移为解释大红移，但同样遇到了困难，并且他们找到的反对宇宙学红移的观测资料也不是确凿无疑的。在当今的天文学家中，大多数支持宇宙学红移的观点。

在宇宙学红移的前提下，类星体是遥远的天体。由于从它们发出的光要经过漫长的岁月才到达地球，因此观测到的类星体是

很年轻的天体。应当注意，这里的"年轻"并非指此时此刻，而是指彼时彼刻，即今天看到的类星体乃是光从它们发出时刻的模样，红移越大的类星体，距离越远，也越年轻。所以天文学家把类星体看作是研究宇宙早期状态的"探测器"。总之，类星体这类奇特的天体已在天文学中掀起了巨大的波澜，产生了深远的影响，它们的发现被誉为六十年代天体物理学的四大发现之一。

四、类星体与活动星系、射电星系的关系

把类星体跟活动星系、射电星系的观测特征作比较，可以看出它们之间存在某些相似之点。

小红移的类星体的光谱跟具有宽发射线的射电星系和Ⅰ型赛弗特星系的光谱很相似，表明在这些天体上形成光谱的区域内的物理条件基本相同。

类星体与赛弗特星系外形相似，两者的核都呈恒星状，已观测到几个邻近的类星体的周围有类似于星系的扁盘。类星体的颜色跟具有最大的核的赛弗特星系差不多。Ⅰ型赛弗特星系的核的光变时标为几个月，表明它们的发射区域的直径不超过几光月，与类星体的情况一致。

蝎虎天体虽然没有发射线，但就连续辐射的非热性质而言，它们比活动星系和射电星系更像类星体。如果非热辐射是同步加速辐射，则对于蝎虎BL和类星体 3C 279大致需要相同的磁场强度——3×10^{-7}特——就能解释两者的射电谱。蝎虎天体和大约15%的类星射电源有迅速的光变，时标从几天至几月。

类星体的光度很大，并显示出具有双源射电结构的趋向，而光度较大的射电星系也有类似的射电结构。这两类天体中有些观测到有喷流。

类星体与活动星系、射电星系在一些观测特征上的相似意味着它们具有某些相同的物理性质，可能存在着某种连贯性。现时

流行但远未证实的一种观点认为它们是处在不同演化阶段上的相似的天体，类星体的现象标志着星系核在演化早期阶段的激烈活动，活动星系和射电星系是年老的类星体，活动已趋缓和。就红移的大小而言，类星体最大，赛弗特星系其次，射电星系最小。如果红移是宇宙学的，则红移从大到小意味着天体从年轻到年老。可以大致排出一个演化的序列：类星体，蝎虎天体，赛弗特星系，射电星系，终止于正常星系。按照这个观点，正常星系应已经历了类星体、活动星系和射电星系的阶段。

如果上述的演化序列是正确的，那么类星体仅是极度活动的星系核，它们周围还应有星系盘。对于红移大的类星体，由于距离太远，星系盘太暗弱，角直径也太小，难以看到。但对于较近的一些类星体已找到存在星系盘的证据，例如前面提到的3C273、3C206和马卡良205的周围都有模糊的结构，其光谱类似于星系而不同于星云，红移跟中央的类星体一致。这样的观测资料有利于类星体是明亮的星系核的观点。

五、能源

如果类星体处在宇宙学距离上，则它们的光度居各种河外天体之首，而且能量又产生在非常小的体积内，能源便成为突出的问题。作为恒星主要能源的核反应由于效率太低对类星体是无济于事的。在已提出的模型中较受重视的有重磁旋体模型和大质量黑洞模型。

重磁旋体是指一个旋转带磁的超“星”，质量达$10^8M_\odot$以上，由于旋转和磁场都是反抗引力坍缩的因素，虽然它的质量很大，仍处于稳定状态。重磁旋体位于类星体的中央，它以自转动能的形式贮存了巨大的能量，并通过某种尚不清楚的机制把自转动能逐渐转换成电磁辐射能。这个模型是从脉冲星模型派生的，不过规模大得多。一个质量为$10^9M_\odot$的重磁旋体，每年旋转一周，只要

一小部分自转动能转换为辐射能，光度便可达$10^{14}L_\odot$。从它表面以稳定流动或爆发的形式脱离的电子在磁场中加速，产生了同步加速辐射。这个模型遇到的一个很大困难在于它应预言类星体的光变有周期性，但与观测事实不符。

大质量黑洞模型是一种最流行的类星体模型，它借鉴于X射线双星的模型，认为在稠密的星系核内有一个质量达$10^7\sim10^9M_\odot$的黑洞，在它强大的潮汐力的作用下，进入其洛希极限的恒星有一部分物质被拉出（图12.47），甚至整个恒星被撕裂，在大质量黑洞的周围形成了吸积盘，在盘内物质逐渐沿螺旋轨道向黑洞下落的过程中，产生了辐射。计算表明，每年供应大质量黑洞约$1M_\odot$的物质，光度可达$10^{12}L_\odot$。而一个$10^8M_\odot$的黑洞的引力半径仅3×10^8千米或2天文单位，其周围的吸积盘离黑洞很近，因此能量的发射区很小。但这个模型还不能很好地解释类星体的光谱。

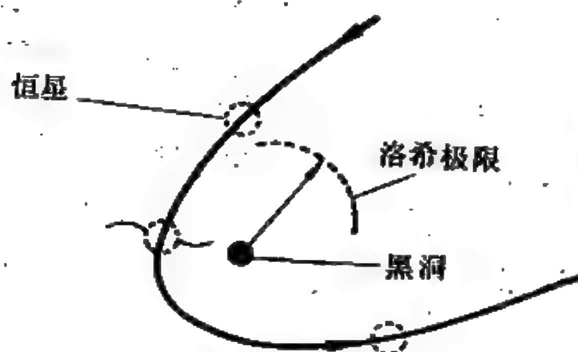


图 12.47 类星体的大质量黑洞模型

六、双类星体和引力透镜效应

0957+561是一个以其赤道坐标取名的射电源，在它的位置附近用光学望远镜看到一对17^{m}的蓝色恒星状天体，相隔仅5.7″，北面的一个叫做0957+561A，南面的一个称作0957+561B，它们被认为是类星体的候选者。1979年3月，沃尔什(D.Walsh)、卡斯韦尔(R.F.Carswell)和韦曼(R.J.Weymann)用美国基特峰国家天文台的口径2.1米反射望远镜对这两个天体进行分光观测，以便判断它们是否是类星体。观测结果是令人惊奇的：这两个天体确实是类星体，但它们的光谱特征十分相似，发射线红移都等于1.41，

吸收线红移也相同，为1.39，加以它们的视位置相距如此近，很难设想是两个互不相关的类星体，最合理的解释是同一个类星体的两个光学像。

按照广义相对论，光在引力场中传播时会发生偏折。如果在观测者到光源的视线上有一个大质量的致密的前景天体(例如黑洞)，则在光源的真实位置两边可以形成两个像，宛如一个光源变成了两个几乎同样的光源(图12.48)，这个现象叫做引力透镜效应，而大质量的致密天体充当了“透镜”的作用。然而，如果前景天体内物质的分布是延展的，便不可能起到一个完美的透镜的作用，成像就很复杂；如果前景天体又不正好位于到光源的视线上，则会出现更复杂的成像情况，可能生成几个像，各个像的亮度不等，相对于前景天体的位置不对称。



图 12.48 引力透镜效应

美国的甚大天线阵获得了双类星体0957+561A和B的射电图(图12.49)，图中点源A和B跟光学类星体的位置重合，但在A的附近观测到延展的射电结构和喷流，而B的近旁没有对应的结构，这跟完美的引力透镜模型有很大差距。

0957+561位于一个红移$Z=0.39$的富星系团的天区内。斯托克顿(A.Stockton)用美国夏威夷莫纳克亚天文台的口径2.2米反射望远镜在一个大气特别宁静的夜晚拍摄了这对类星体的照片(图12.50)，照片显示了从B有模糊的结构伸展出，它是该星系团的最亮成员的像，大概是一个椭圆星系，位于B之北1″处。在图12.49中，源G跟该星系的核十分靠近。正是这个前景星系起了引力透镜的作用。

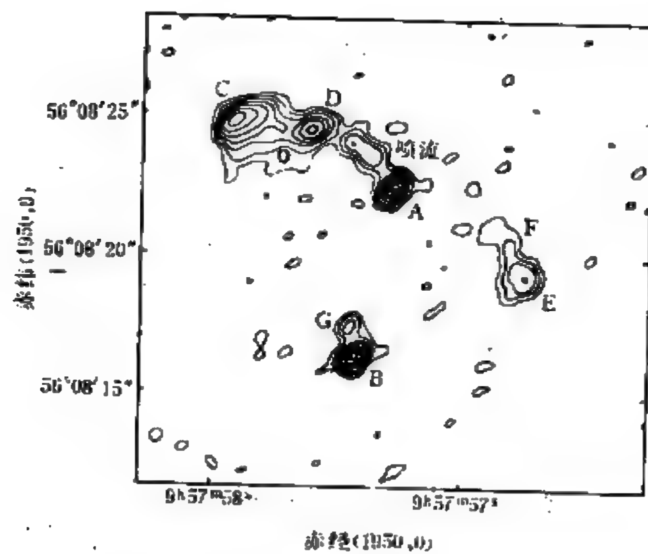


图 12.49 双类星体0957+561 A 和B的射电图

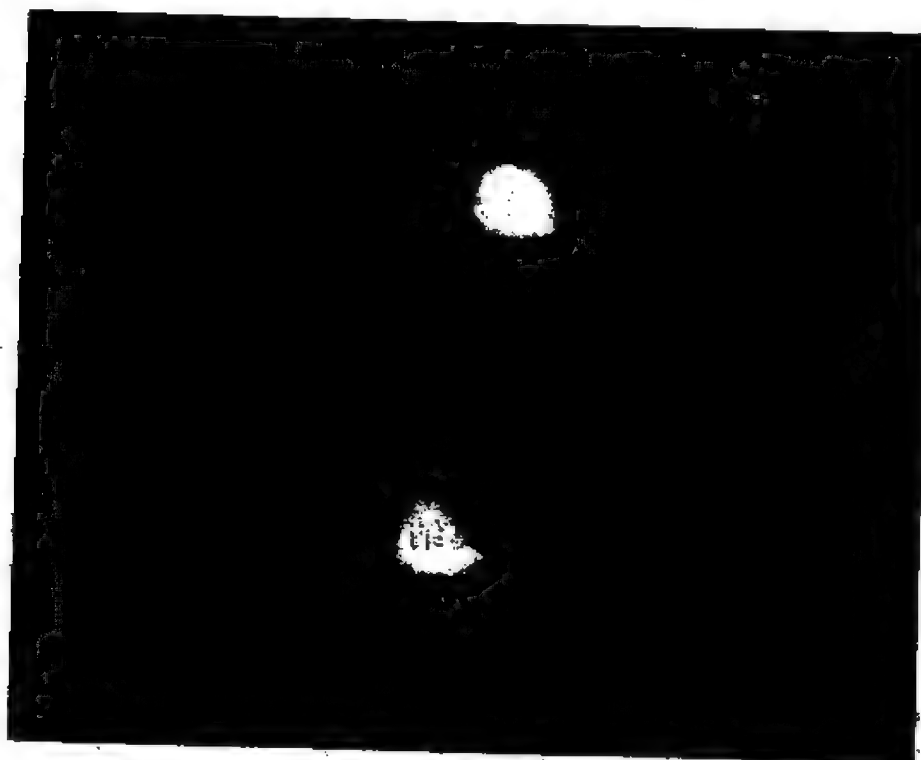


图 12.50 双类星体0957+561 A 和 B 的照片，A 在上，B 在下

自从双类星体0957+561A和B发现以后，到1984年又陆续宣布1635+267、2345+007、1115+080和2016+112是有引力透镜效应的类星体，其中前两个有双像，后两个有三个像。这些发现有很大的意义：进一步验证了广义相对论；支持了类星体的红移是宇宙学红移的观点，因为至少在这些实例中类星体比前景星系远。

七、视超光速运动

现代洲际射电干涉仪能观测到类星体大小只有几光年的精细结构。通过这种观测到八十年代初已先后发现在五个类星体和一个赛弗特星系中似乎出现了超光速的运动！从表面上看，这是跟狭义相对论矛盾的。

著名的类星体 3C 273也是其中之一，现以它为例说明之。3C 273有一个光学喷流（见图12.43），长约300光年。该类星体的射电辐射主要来自两部分——分别称为 3C 273B和 3C 273A，在光学上B对应于3C 273的本体，A接近喷流的端点。从1977至1980年的射电观测表明A在远离B运动（图12.51），在三年内两者的角距增加了0.002″。如果3C273的距离由它的红移确定，则它的距离如前所述为950兆秒差距，射电喷流的切向速

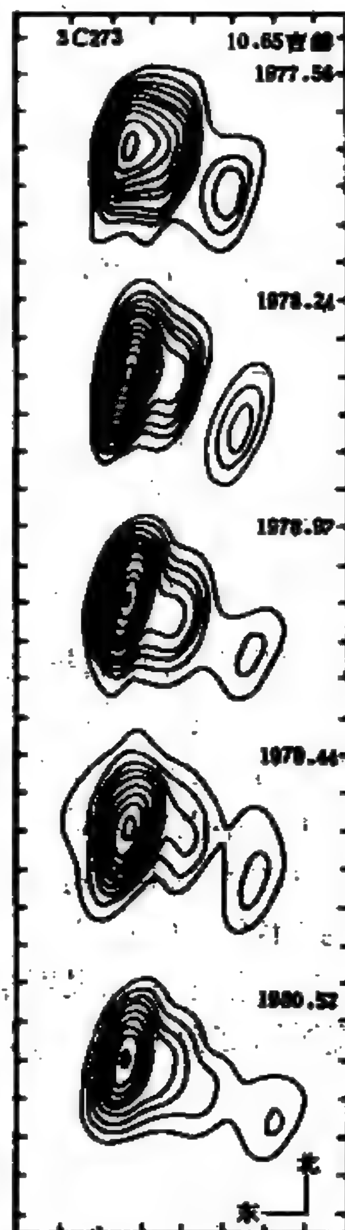


图 12.51　从1977至1980年在频率1.065×10^{10}赫上3C273的高分辨率射电图，右下方的射电喷流在远离该类星体

度约为光速的10倍！



图 12.52 视超光速运动的解释

天文学家都不相信超光速运动是真实的，而把这种现象称之为视超光速运动。现在普遍被接受的一种解释认为这是透视的错觉，造成错觉的关键因素在于类星体的射电喷流的速度接近光速，并且喷流的方向跟视线相交成不大的角度。举一个假想的例子来阐明这个问题，图12.52中N表示某类星体的核，它抛射出一团相对论性的电子，抛射方向NA与视线方向NB之间的夹角为8°。设这团高速电子在N点时沿视线发出的光经100年后到达B点，而以接近光速运动的该电子团经101年后抵达离B最近的A点，AB相隔14光年。由于类星体的距离远大于100光年，B和A到观测者的距离近似相等。很多年之后，B点的光传到观测者，而高速电子团在A点发出的光仅迟了一年也接踵而来。于是，观测者误认为射电源从位置B移到A只花了一年时间，其切向速度为光速的14倍！殊不知实际上从B到A经过了101年。

应当指出，如果射电喷流的速度远小于光速，或者喷流方向与视线的交角很大，譬如在天球切面内，则不会出现视超光速运动。

§12.8 宇 宙 学

一、什么是宇宙学

宇宙学是研究宇宙的结构、运动和演化的天文学的分支学科，

它是将宇宙作为一个整体来考察的。至于个别的各种天体的形成和演化属于天体演化学研究的范畴。

"万物是怎样生成的?""宇宙是有限还是无限的?""宇宙有没有开端和终了?"诸如此类的问题自古以来一直是人们经常发问的。人类对自然界思索着的这些最古老的问题却是最深奥的问题，关于它们的答案只有在人类认识的历史长河中逐步去逼近。

远古时代的每个民族都编造了离奇的神话来描述天地万物的创生以满足人们对认识宇宙的愿望。例如在我国古代有盘古开天辟地之说。最先不藉助于神而企图客观地理解宇宙的大概可追溯到希腊的思想家，公元前四世纪德谟克里特提出宇宙是无限的并充满了恒星的观念。在我国古代，关于宇宙的结构有盖天说、浑天说和宣夜说(见§1.4)。但是这些看法都是凭直觉的臆测，还没有建立在科学的基础上。

牛顿是最早用科学的方法研究宇宙学问题的科学家之一，在十七世纪，他藉助于欧几里得平直空间的几何学将他建立的引力理论应用于整个宇宙。他认为，如果宇宙是有限的，就有边界和中心，由于各部分之间的相互吸引，物质必然落向中心，在那里形成一个巨大的物质球，这是与观测不符的。而在一个无限的宇宙中，无边界无中心，不存在某一个特殊的方向，所有物质会沿该方向运动并聚集在一起。总体上说，每一团物质受到来自各方向的相等的引力作用而停留在原地，但物质可以局部地各自聚集成团，彼此相隔很大的距离，散布在无限的空间内。因此牛顿的宇宙模型是无限的，在总体上它是稳定的，而在有限的局部区域内它是不稳定的，形成了众多的天体。

1826年，德国天文学家奥伯斯提出了一个发人深思的问题，如果宇宙是无限的，并且均匀地分布着无数类似于太阳的恒星，则无论从哪一个方向看，观测者的视线总会遇上一颗恒星，于是天空每单位面积的亮度跟太阳表面单位面积的亮度差不多，夜晚的

天空不会是黑暗的，应十分明亮，昼夜不分。这个矛盾称为奥伯斯佯谬。它对牛顿的静态无限宇宙模型提出了挑战，并对尔后宇宙学的发展产生了深远的影响。乍一看来，似乎可以简单地以存在星际尘埃来解脱这个佯谬，其实不然，因为尘埃吸收了大量星光，被加热后也会发光，天空照样十分明亮。

随着时代的前进，人类所认识的宇宙在深度和广度上不断扩展。宇宙曾经仅仅意味着是天空和大地、太阳系、银河系。进入二十世纪，爱因斯坦创立的广义相对论应用于宇宙结构的研究，奠定了现代宇宙学的理论基础。另一方面，观测天文学上的成就——河外星系的证实、红移和哈勃定律的发现以及射电天文学和其他波段上观测技术异乎寻常的进步，将可观测的宇宙的尺度扩展到一、二百亿光年的区域。但可观测的宇宙不是全部的宇宙，有些天体太远太暗了还不能看到。现代宇宙学研究的课题涉及大尺度上时空的性质和物质的运动，包括宇宙的可观测部分和不可见部分，它已建立在物理学的坚实的实验和理论基础以及天文学的观测基础上。

宇宙的独一无二性从本质上决定了宇宙学研究的课题是整个天文学中最艰难的一些问题，而且由于宇宙的时间和空间尺度很大以及现今对各种天体的结构和演化的认识还很不完备，因此很难对形形式式的宇宙模型进行毫不含糊的观测检验。尽管如此，本世纪以来现代宇宙学的研究仍取得了令人瞩目的进展，成为天文学中一个很活跃的研究领域。

二、基本假设

在宇宙学的研究中，建立宇宙模型是一项高度理论化的工作，由于宇宙的性质极其复杂，必须作若干简化的假设才能用数学处理。宇宙学的基本假设有：

（1）物理定律是普适的，即人们在地球上发现的物理定律适

用于宇宙中的各个地方，甚至适用于作为一个整体的宇宙。这个假设得到了一些观测结果的支持，例如，星系光谱中的谱线跟地球上发现的元素的谱线相同；牛顿引力定律应用于双星，能正确地描述它们的运动。

(2) 宇宙是均匀的，即宇宙中物质均匀地分布着。这个假设仅指宇宙在大尺度上的特征。目前的观测表明，在比超星系团更大的范围内看不出物质有成团的倾向，似乎是均匀分布的。至于在小尺度上，宇宙中的物质分布显然是不均匀的，物质聚集成恒星、星系、星系团等，但小尺度上的特征不属于宇宙学研究的范畴。

(3) 宇宙是各向同性的。这个假设涉及空间的性质，即在所有方向上空间有同样的性质，在宇宙中没有一个方向或地方能跟其他的方向或地方相区别，宇宙没有中心。

假设(2)和(3)相结合，即宇宙是均匀的和各向同性的，称为宇宙学原理。按照这个原理，在任何一个星系上的观测者无论往哪个方向看，宇宙的大尺度特征都相同。

本世纪以来已出现了一些宇宙学的学派并提出了许多具体的宇宙模型，其中大多采用了宇宙学原理，但有的没有接受这个原理，有的则加上另外的假设。下面简要介绍几种影响较大的宇宙模型和宇宙论。

三、爱因斯坦宇宙模型和弗里德曼宇宙模型

1．爱因斯坦宇宙模型　爱因斯坦于1915年建立了广义相对论，他运用非欧几里得几何学把引力解释成空间弯曲的效应，而空间弯曲是由物质存在决定的。紧接着他用这个理论来考察宇宙，1917年发表了题为“根据广义相对论的宇宙学考察”的论文。他将广义相对论的引力场方程用于整个宇宙并试图求得一个解。那时的科学家普遍持有宇宙是静态的观念，即宇宙不随时间变化。尽

管早几年在美国斯里弗已发现了一些河外星系的谱线红移，但当时正值第一次世界大战期间，消息没有传到欧洲。爱因斯坦欲求的是一个均匀的各向同性的静态解，可是从他的引力场方程无论如何得不到这种解，于是他对引力场方程人为地作了一点修改，引入了一个所谓的"宇宙常数"的项，它起着斥力的作用，但并不影响空间的弯曲。他得到的是一个有限无边的静态宇宙模型。

爱因斯坦宇宙模型可看成是四维空间中的一个三维超球面。为了便于理解，通常以一个三维球的二维球面作比喻，球面的面积是有限的，但沿着球面没有边界①，也无中心，球面保持静止状态。由于这是一个有限的宇宙模型，不存在奥伯斯佯谬。

随着河外星系退行的发现，爱因斯坦的静态宇宙模型被否定了，1930年爱丁顿证明这个模型是不稳定的，只要有小扰动，就会膨胀或收缩，因而实质上不可能保持静态。爱因斯坦也后悔在引力场方程中引入"宇宙常数"项，认为是他一生中最大的错事。尽管如此，他的那篇论文仍被认为是现代宇宙学的开端，而他本人是相对论宇宙论的先驱者。

2. 弗里德曼宇宙模型　1922年，苏联数学家弗里德曼(A.Фридман)求得了不含"宇宙常数"项的爱因斯坦原来的引力场方程的均匀和各向同性的通解，与这种解对应的宇宙称为弗里德曼宇宙模型。在这个模型中宇宙是膨胀的。

弗里德曼宇宙模型分为三种类型，分别与表示空间弯曲的曲率指数K取值1、0和-1的三种情况对应(图12.53)。$K=1$对应于三维球面空间，是一个有限的封闭宇宙，宇宙的膨胀将停止，并转为收缩；$K=-1$和$K=0$分别对应于三维双曲面空间和平直空间，是开放的无限宇宙，宇宙膨胀将无限地继续下去。

哈勃定律发现后，弗里德曼宇宙模型受到广泛的重视，并成

① 在这里既然宇宙是一个"二维球面"，谈论与球面相垂直的方向是无意义的。

为后来发展起来的一些宇宙模型的基础。

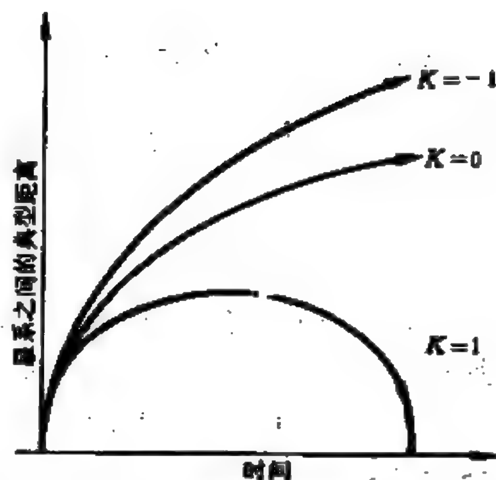


图 12.53 弗里德曼宇宙模型的三种类型

四、大爆炸宇宙论

星系的谱线红移和哈勃定律发现以后，天文学家普遍认为宇宙在膨胀，星系彼此相距越来越远，而且分离的速度跟它们之间的距离成正比。由此推测，在时间上往回追溯，必定在过去某一时刻宇宙中的物质集结在一起，密度趋于无限。比利时的勒梅特（A.G.Lemaitre）设想宇宙早期处于极端稠密的状态，像一个巨大的放射性原子核，在1932年他提出宇宙起源于这个被称为"原始原子"的爆炸。1948年，俄裔美国科学家伽莫夫（G.Gamow），阿尔弗（R. Alpher）和赫尔曼（R. Herman）运用原子核物理学和基本粒子的知识，将宇宙膨胀跟元素形成联系起来，建立了大爆炸元素形成理论，从而奠定了大爆炸宇宙论的理论基础，后来有些科学家进一步发展了这个理论。

大爆炸宇宙论采用了宇宙学原理，认为宇宙开始于一次猛烈的巨大爆炸。但应当强调指出，这个爆炸跟炸弹爆炸时弹片向空中飞散的情景不同，它并不是物质向虚无的空间中飞散，而是空间自身的膨胀，物质则随着空间而膨胀，每时每刻都均匀地散布在整个空间，宇宙仍是无中心的。

哈勃常数H的倒数具有时间的量纲。如果宇宙膨胀是均匀的，按照哈勃定律(12.2)式，

$$\frac{1}{H}=\frac{r}{V_r}\quad,$$

它表示从物质最初聚集在一起以来(即从宇宙开始膨胀以来)经过的时间。$\frac{1}{H}$称为哈勃年龄或膨胀时间。若取$H=50$千米/(秒·兆秒差距)，则$\frac{1}{H}=2\times10^{10}$年。显然，如果宇宙膨胀的速度是恒定的，并等于现在的膨胀速度，则哈勃年龄应等于宇宙年龄。考虑到物质的引力会使膨胀逐渐减慢以及现在测定的H值还不很确定，大爆炸理论对宇宙年龄的估算在$1.3\sim2.0\times10^{10}$年之间。如今对各种天体测定的年龄几乎都小于这个范围的下限，充其量最老的天体的年龄落在这个范围内，因此不产生矛盾。

关于在大爆炸宇宙论中宇宙演化的图景将留在本节最后描述。这里先提及大爆炸宇宙论曾作出的一个预言。开始时极端高温高密度状态的宇宙有人称之为“原始火球”，这个“火球”因某种尚不清楚的原因爆炸，并不断膨胀。宇宙膨胀是一种绝热过程，在此过程中温度和密度不断下降，因此宇宙有一部从热到冷的演变史。在宇宙早期，辐射和物质的密度都很高，光子只能通过很短的路程就被物质吸收或散射，然后物质再发射出光子，这种辐射与物质频繁地相互作用叫做辐射和物质耦合。那时的宇宙对自身的辐射是不透明的，达到热平衡状态，其辐射谱应符合黑体辐射的规律——普朗克分布。当宇宙温度下降到大约3000开时，质子与电子结合成氢原子，物质对辐射的连续吸收大大减少，即物质跟辐射几乎不再相互作用了，这个转折的时期称为退耦时期。宇宙豁然开朗，从此变成透明的，光子可以在宇宙空间自由穿行。宇宙的热辐射保持着退耦时期的黑体辐射谱，主要是可见光和红外线。于是宇宙至今仍沐浴在大爆炸的余辉中，但这种被称为宇宙背景辐射的余辉由于宇宙膨胀带来的红移，变成了微波辐射，即

温度3000开的普朗克分布的最大强度已移至电磁谱的微波区。阿尔弗和赫尔曼以及其他一些科学家先后计算了与宇宙背景辐射等效的黑体辐射的温度，他们得到的数值在5～50开范围内。

五、稳恒态宇宙模型

在四十年代后期，英国科学家邦迪(H.Bondi)、戈尔德(T.Gold)和霍伊尔提出了完全宇宙学原理，除了宇宙学原理采纳的宇宙是均匀和各向同性的假设外，这个原理增加了宇宙不随时间变化的假设。在完全宇宙学原理的前提下，他们建立了稳恒态宇宙模型。

在这个模型中，宇宙是无限的，没有开端也没有终结，而且一直保持同样的状态。无论在什么地方和什么时候观测者看到的宇宙总是相同的。在大爆炸宇宙模型中关于"原始原子"或"原始火球"的来源、大爆炸的原因等令人困惑的问题，在稳恒态宇宙模型中是不存在的。然而，面对宇宙膨胀的观测事实，如何能使宇宙的状态不变呢？邦迪等人提出，宇宙中必定有新的物质不断产生，其产生率跟宇宙因膨胀密度减小率相等，以保持宇宙的密度不随时间变化。新的物质并不是按照爱因斯坦的公式$E=mc^2$由能量转换来的，而完全从虚无中产生，这等价于能量也从虚无中产生。

许多科学家强烈地反对物质可以从虚无中产生的思想，因为物质和能量的守恒定律早已十分牢固地树立起来。

按照稳恒态宇宙模型，每立方米的空间体积内每10^9年应产生一个氢原子。这个数值是太小了，无法由观测检验。然而，至今这个模型已遭到一些观测事实的反对。例如，类星体的空间分布表明，过去存在的类星体比现在多得多，而稳恒态宇宙模型则要求类星体的数目任何时候都一样。宇宙背景辐射的发现对这个模型是一个更沉重的打击。

六、等级式宇宙论

大爆炸宇宙论和稳恒态宇宙模型都假设物质在大尺度的空间内均匀分布，在计算中取一个平均宇宙密度的数值，而这个数值可以通过适当选取一个足够大的空间，将其内所有天体的质量相加被该空间的体积除而得出。恒星和星系被认为是大尺度上物质均匀分布中的小涨落。

沃库勒等不赞同宇宙学原理，提出了等级式宇宙论（或称阶式宇宙论）。他们认为，恒星、星系、星系团、超星系团这种等级式的结构在更大的宇宙尺度上还会继续，直至无限，物质在大尺度空间内的分布是不均匀的。在一个等级内物质的平均密度随着等级的升高而下降，以至趋近于零。在这种宇宙论中宇宙虽然是无限的，但由于物质分布不均匀，只要恒星的数密度随距离的增加下降得足够快，可以避免奥伯斯佯谬。

目前只有很少的天文学家支持等级式宇宙论，因为就观测而言，在超星系团之上还没有发现成团性的证据，此外，它缺乏精确的数学表述和理论预言。

七、微波背景辐射

在宇宙学的研究史上，1965年是不平凡的一年，在这一年微波背景辐射的发现产生了极其深远的影响。尽管早在十几年前，大爆炸宇宙论已预言了这种辐射的存在，但并没有引起天文学家的普遍注意，也没有人设法去搜寻这种辐射。它的发现是偶然的。

1．发现　1964年，美国贝尔电话实验室的科学家彭齐亚斯和威尔逊为了改进卫星通讯，在新泽西州荷尔姆德空间通讯站安装了一架号角形天线(图12.54)。这架天线具有极低的噪声和很强的方向性，也很适合于射电天文学的观测。他们用它测量了高银纬天区的射电辐射，工作波长为7.35厘米，目的是查明对通讯有

干扰的天空噪声的各种原因。他们发现，扣除了所有已知的噪声源，如地球大气、地面辐射和仪器本身的因素之外，在各个方向上总是接收到原因不明的微波噪声，噪声的信号强度等效于温度3.5开的黑体辐射。这种微波噪声没有季节和周日的变化，是各向同性的。

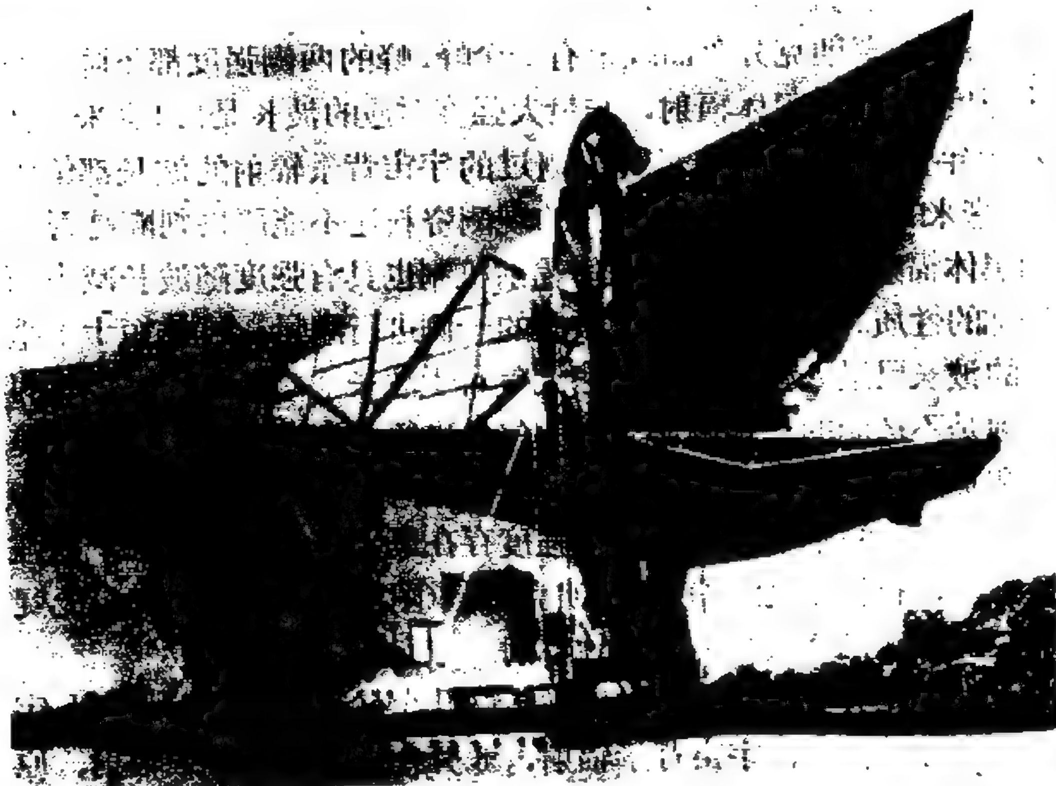


图 12.54 发现微波背景辐射的贝尔电话实验室的号角形天线

在同一时候，普林斯顿大学的迪克(R.Dicke)和皮布尔斯(P.J.E.Peebles)等人从理论计算得出"原始火球"大爆炸后遗留下的宇宙背景辐射的温度约为10开，这是大爆炸宇宙论学派一系列预言中的最新的一个，并且普林斯顿的研究小组正在制造一架射电望远镜打算搜寻"原始火球"的辐射遗迹。当贝尔电话实验室和普林斯顿大学的科学家彼此得悉对方的研究工作后，理论与观测

取得了一致，在1965年他们同时发表了观测结果和理论解释。

“原始火球”的辐射遗迹应具有黑体辐射谱的特征，为了验证这一点，彭齐亚斯和威尔逊在一个波长上获得的资料是不够的。普林斯顿大学和其他一些地方的射电天文学家紧接着在0.33～73.5厘米的许多波长上作了测量，所得结果都符合于温度2.7～3.0开的黑体辐射的普朗克分布。

然而，普朗克分布曲线上有一个峰，峰的两侧强度都下降。对于温度2.7开的黑体辐射，与最大强度对应的波长是1.1毫米。在六十年代射电天文学家所探测过的宇宙背景辐射的波长都位于1.1毫米的长波一侧，单凭一侧的观测资料还不能严格判断是否属于黑体辐射，因为有的非黑体辐射机制也具有强度随波长减小而增加的性质。因此必须对短波长的一侧进行测量。可是短于1毫米的波长已进入红外区，地球大气对于波长3毫米至远红外区的辐射是不透明的，观测必须在大气外进行。在七十年代前期，美国和英国科学家用气球将红外探测器送入高空，测量了0.6～2.5毫米波长上的辐射，结果表明强度存在最大值，在短波长一侧强度下降，符合温度2.7开的普朗克分布(图12.55)，从而确定无疑地证实了宇宙背景辐射是黑体辐射。

现时在天文学的书籍中出现了好几个名词：微波背景辐射、宇宙微波背景辐射、宇宙背景辐射、3开背景辐射、背景辐射、原始背景辐射，它们都同样表示来自宇宙天空背景上的各向同性的微波辐射。

2. 意义　在各种关于宇宙的理论中，唯有大爆炸宇宙论预言了微波背景辐射，因而自1965年以来，原先不受重视的大爆炸宇宙论声誉大振，成为对宇宙图景最流行的描绘；而一度盛行的稳恒态宇宙模型濒于被摒弃的境地，因为具有黑体谱的微波背景辐射表明宇宙有一部从高温和高密度变冷和稀疏的历史，这是跟作为稳恒态宇宙模型的前提的完全宇宙学原理不相容的。

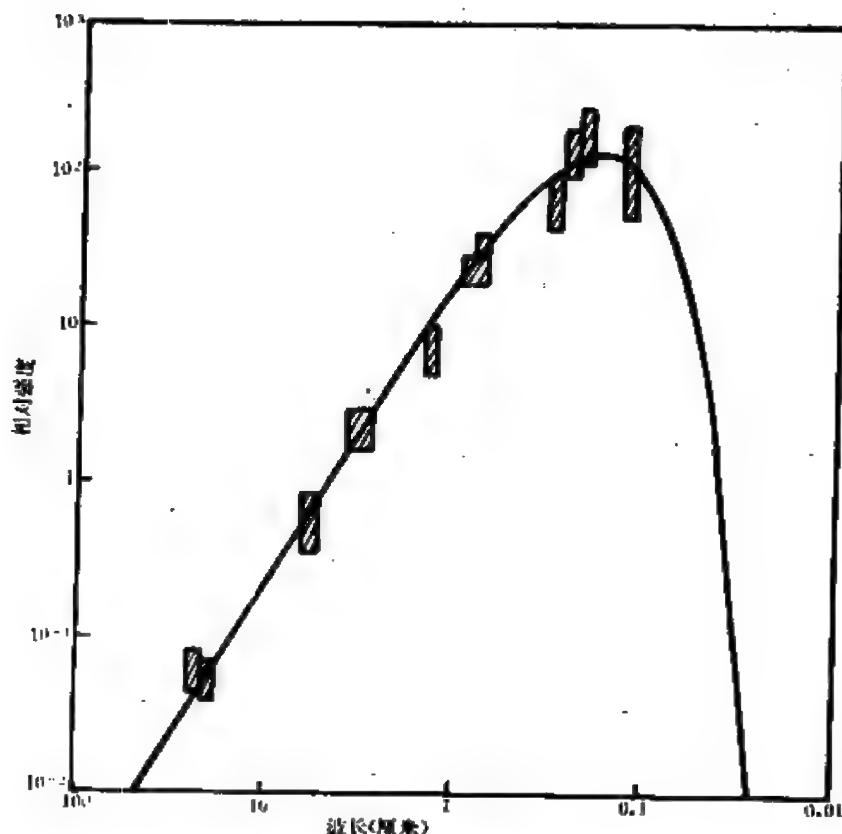


图 12.55 在微波和红外波长上测量的宇宙背景辐射（长框）跟温度2.7开的黑体辐射的普朗克分布（曲线）相符合

观测表明，微波背景辐射的强度随方向的变化不超过千分之一。如此高度各向同性的现象一方面排除了这种辐射起源于太阳系或银河系，而是属于宇宙的，支持了宇宙学原理；另一方面说明在各个不同方向上相隔很远的宇宙空间之间过去存在过相互联系，跟大爆炸宇宙论将微波背景辐射解释为“原始火球”的辐射遗迹的论点合拍。

在1977年，经过精确测量后发现，微波背景辐射的温度在一个方向上比相反的方向相差0.003开。这个观测结果被解释为太阳系和银河系除了参与整个宇宙的膨胀运动之外，还有自身的速度很小的运动，在运动方向的微波背景辐射的温度应比反方向稍微

高一点。由此得出，太阳系相对于由微波背景辐射确定的宇宙静止参考系以400千米/秒的速度朝狮子座方向运动。在这个运动中应包含太阳在银河系内的运动、银河系在本星系群内的运动以及本星系群的运动。

微波背景辐射既然是“原始火球”的辐射遗迹，它便是人类能观测到的宇宙中最古老的信息，对于宇宙早期状态的研究提供了十分宝贵的资料。

现在公认，微波背景辐射的发现对宇宙学研究的重要性是与宇宙膨胀的发现并驾齐驱的。这两项发现都可以跻于二十世纪自然科学的重大发现之列。彭齐亚斯和威尔逊获得了1978年诺贝尔物理学奖。

八、标准宇宙模型

1．宇宙的过去　当今大多数宇宙学家赞同大爆炸宇宙论学派的观点，宇宙开始于高温高密度状态。这个学派建立的宇宙模型已成为早期宇宙的“标准模型”。

表12.4列出了宇宙演化中的一些重大事件，假定大爆炸发生

表 12.4　宇宙演化中的重大事件

时　间	温　度（开）	时　期	事　件
0	∞	奇点	大爆炸
10^{-44}秒	10^{32}	普朗克时期	粒子产生
10^{-36}秒	10^{28}	大统一时期	重子不对称形成
10^{-6}秒	10^{13}	强子时期	质子 反质子偶的湮没
1 秒	10^{10}	轻子时期	电子 正电子偶的湮没
3 分	10^{9}	核形成时期	氦和氘核形成
3×10^{5}年	3000	退耦时期	宇宙透明化

续表

时　间	温　度（开）	时　期	事　件
$1\sim2\times10^9$ 年			星系开始形成
3×10^9 年			星系开始成团
1×10^9 年			早期恒星形成
15×10^9 年			太阳系形成
20×10^9 年	2.7	现在	

在200亿年前，以大爆炸时刻作为计时的起点。表上退耦时期之前的事件是标准宇宙模型对早期宇宙的描述，它们建立在物理学中的广义相对论、原子核物理、基本粒子物理，统计热力学等方面的广博艰深的知识上，这里只能简单地作几点说明。

（1）大爆炸开始时，所有的物质堆积在一起，密度和温度趋于无限大，数学上称为奇点。奇点的存在是广义相对论的一个不可避免的结果。

（2）大爆炸后的10^{-44}秒称为普朗克时期[1]，对这一时期的宇宙应当用量子引力理论来处理，但这套理论还远未建立起来，因此谈论这一时期宇宙的状态完全是猜测。今天宇宙中的四种相互作用在宇宙开始时可能是统一的，只有一种作用。到了普朗克时期，首先分出引力相互作用，此刻引力作用极强，引力能转化产

1　1913年普朗克(M Planck)指出，引力常数G、普朗克常数$\hbar\left(=\frac{h}{2\pi}\right)$和光速$c$适当结合可以得出长度、质量和时间的自然单位：

$$a^*=\left(\frac{G\hbar}{c^3}\right)^{\frac{1}{2}}=2\times10^{-35}\text{米，}$$

$$m^*=\left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{\frac{1}{2}}=2\times10^{-8}\text{千克，}$$

$$t^*=\frac{a}{c}=\left(\frac{G\hbar}{c^5}\right)^{\frac{1}{2}}=5\times10^{-44}\text{秒.}$$

它们分别称为普朗克长度、普朗克质量和普朗克时间.

生了粒子。

(3) 所谓大统一时期，是指强相互作用、弱相互作用和电磁相互作用统一的时期，在特有的条件下形成了重子①不对称，即重子数比反重子数多，结果导致今天宇宙中的正物质远比反物质多。不然，如果宇宙中的重子和反重子数目相同，那么在宇宙膨胀冷却过程中，重子和反重子就会全部湮没，不会留下现在的物质世界。

(4) 强子时期和轻子时期分别为宇宙中强子②和轻子③占优势的时期。

(5) 在核形成时期之前，宇宙的主要成分为辐射(光子)、中微子和少量的电子、质子、中子。当温度下降到10^9开时，质子和中子相互结合形成了氘和氦的核；温度下降到10^8开时，核形成便停止。核形成时期持续了大约三分钟，其结果是全部物质的25～30%(按质量计)形成为氦核。这与今天观测到的宇宙中的氦丰度相符合。而在100亿年内恒星内部的核合成过程只能产生大约2～3%的氦丰度，远低于观测值。大爆炸宇宙论对氦丰度成功的解释已成为它的重要观测支柱之一。现在普遍认为，氦和其他几种轻元素是在宇宙早期三分钟内合成的，其余众多的元素则是在恒星演化的漫长过程中形成的。

(6) 从大爆炸到退耦时期之前，宇宙中辐射密度大于物质密度，故有辐射为主期之称。大约从退耦时期之前不久开始，物质密度超过辐射密度，尔后宇宙一直处于物质为主期。各种天体都是在退耦时期之后陆续形成的。

---

① 重子是质量比质子更大(包括质子在内)的基本粒子，它们的自旋量子数为半整数，包括质子、中子和各种超子，每种重子都有其反粒子——反重子。

② 强子是参与强相互作用的基本粒子，包括重子、π介子以及它们的反粒子等。

③ 轻子是不能参与强相互作用的基本粒子，包括电子、μ子、中微子以及它们的反粒子。

2．宇宙的未来　　宇宙正在膨胀。在自然界的四种力中，引力虽然最弱，但它是长程力，在大范围内占支配地位[1]。引力总是对宇宙膨胀起抑制作用。那么宇宙将无限制地膨胀下去，还是到某个时候膨胀将停止并转变为收缩呢？这是一个关系到宇宙的未来的大问题。

大爆炸宇宙论对这个问题的回答是以弗里德曼宇宙模型为依据的。在相对论宇宙论中有一个与引力常数G和哈勃常数H联系着的临界密度：

$$\rho_c=\frac{3H^2}{8\pi G}\ , \tag{12.11}$$

ρ_c的数量级为10^{-26}　千克/米^3，精确的数值取决于所选择的H值。若今天宇宙的平均密度$\rho_0>\rho_c$，这相当于弗里德曼宇宙模型中$K=1$的类型，则引力场足够强，将使宇宙的膨胀在继续了一段很长的时间后停下来，并转为收缩，那时地球如果还存在而且如果还有人类的话，将看到星系谱线都是蓝移的，收缩的过程是膨胀的反演，将逐渐加速，直至回复到无限密集的状态。然后可能又发生了大爆炸，宇宙再一次膨胀……。这是一幅宇宙在振荡的图景。$\rho_0<\rho_c$和$\rho_0=\rho_c$的情况分别对应于弗里德曼宇宙模型中$K=-1$和$K=0$的类型，引力场不足以制止膨胀，宇宙将无限地膨胀下去。

在大爆炸之前宇宙是什么样子的呢？这是大爆炸宇宙论还难以回答的问题。对于振荡模型可以迴避这个问题，因为在这个模型中宇宙是没有起源的，今天宇宙的膨胀只不过是振荡循环中的某一次而已。对于开放的宇宙模型，有一种观点认为时间也开始于大爆炸，谈论大爆炸“之前”是无意义的。

今天从观测得出宇宙大范围内可见物质的平均密度的数量级为10^{-28}　千克/米^3，比临界密度值小得多，但估计到不可见物质

---

[1] 电磁力也是长程力，但它取决于电荷。在大范围内正电荷与负电荷总是等量的，因此它不起作用。

的存在，观测值大约会提高10～100倍。由于观测数据的不确定，目前还不能断定宇宙是开放的或封闭的，但几种判断途径的各次测量结果较倾向于宇宙是开放的，将无限地膨胀下去。

回顾天文学研究的历史可知，人类对宇宙的认识从天空和大地、太阳系、银河系到河外星系，在每一时期，都是以当时观测所及的范围为依据的。目前的认识不可能是顶峰。随着科学技术的发展，人类对宇宙的认识必将更深更广。宇宙值得人们去继续努力探索。

主要参考书目

[1] 戴文赛等，天文学教程(上册)，上海科学技术出版社，1961。

[2] 黄克谅等，天文学导论(下册)，科学出版社，1983。

[3] 中国大百科全书·天文学，中国大百科全书出版社，1980。

[4] 艾伦，物理量和天体物理量，杨建译，上海人民出版社，1976。

[5] Bok, B. J., & Bok, P. F., The Milky Way, Fifth Edition, Harvard University Press, 1981.

[6] Goldsmith, D., The Evolving Universe, An Introduction To Astronomy, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., 1981.

[7] Heintz, W.D., Double Stars, D.Reidel Publishing Company, 1978.

[8] Hellwege, K.-H., Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series Vol.2, Subvol. b, c, Springer-Verlag Berlin-Heidelberg, 1982.

[9] Kitchin, C.R., Early Emission Line Stars, Adam Hilger Ltd, 1982.

[10] Mitton, S., The Cambridge Encyclopaedia of Astronomy, Jonathan Cape Ltd, 1977.

[11] Pasachoff, J. M., & Kutner, M. L., University Astronomy, W B. Saunders Company, 1978.

[12] Sandage, S., Sandage, M., & Kristian, J., Galaxies and The Universe, The University of Chicago Press, 1975.

[13] Sérsic, J. L., Extragalactic Astronomy, D. Reidel Publishing Company, 1982.

[14] Strohmeier, W., Variable Stars, Pergamon Press, 1972.

[15] Zeilik, M., & Gaustad, J., Astronomy, The Cosmic Perspective, Harper & Row Publishers, 1983.

附录VI 决定目视双星的轨道要素

由角距ρ和位置角θ的观测值计算目视双星轨道要素的方法有几种。这里介绍最常用的一种，是由俄国天文学家科瓦列斯基（M. A. Ковальский）提出的。令视椭圆的方程式为

$$Ax^2+2Hxy+By^2+2Gx+2Fy+1=0, \qquad (\text{VI}.1)$$

其中

$$x=\rho\cos\theta, \quad y=\rho\sin\theta, \qquad (\text{VI}.2)$$

原则上只需要五组ρ和θ的值就可以定出（VI.1）式中的五个系数，但由于观测总有误差，较准确的决定系数的方法是绘出视椭圆，如图VI.1。图中S表示主星，点子表示伴星的位置。SN为$\theta=0°$的方向，SR为$\theta=90°$的方向。

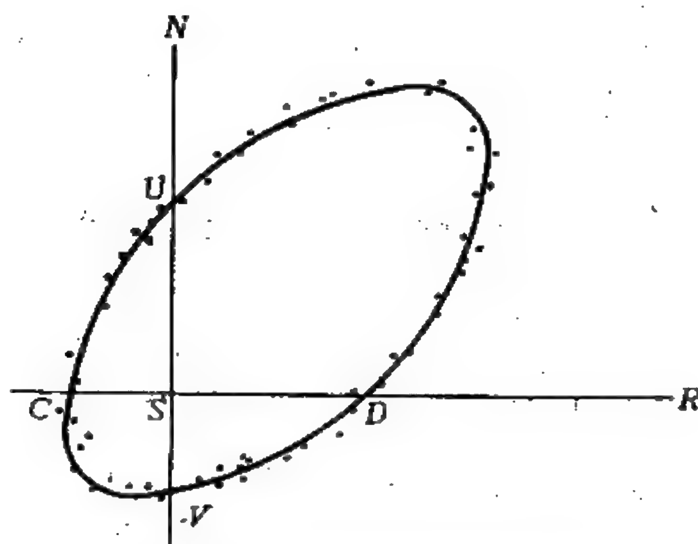


图 VI.1 利用视椭圆决定双星轨道要素

令截点U和V的坐标为$(x_1, 0)$和$(-x_2, 0)$，代入（VI.1）式得

$$Ax_1^2+2Gx_1+1=0,$$
$$Ax_2^2-2Gx_2+1=0,$$

从这两个式子可以定出 A 和 G 的值。同理，由截点 C 和 D 的坐标可以定出系数 B 和 F。令视椭圆上其他任一点的坐标为 (x_3, y_3)，则系数 H 可由下式求出：

$$H = -\frac{Ax_3^2 + By_3^2 + 2Gx_3 + 2Fy_3 + 1}{2x_3y_3}。$$

以主星 S 为中心作天球（图Ⅵ.2），NLR 表示与观测者视线垂直的天球切面，LAB 表示相对轨道的平面，K 和 C 分别为这两个平面在天球上所截的大圆的极。在天球切面中，SN 为 $\theta=0°$ 的方向，仍把它取为 x 轴，SR 为 y 轴，则 SK 为 z 轴，在相对轨道的平面中，SA 为近星点的方向，SB 与 SA 垂直。取 SA，SB，SC 为另一直角坐标系 (ξ, η, ζ) 的轴。S 位于相对轨道的一个焦点上，因此对于 (ξ, η) 平面直角坐标系而言，相对轨道的方程式为

$$\frac{(\xi + ae)^2}{a^2} + \frac{\eta^2}{b^2} = 1, \tag{Ⅵ.3}$$

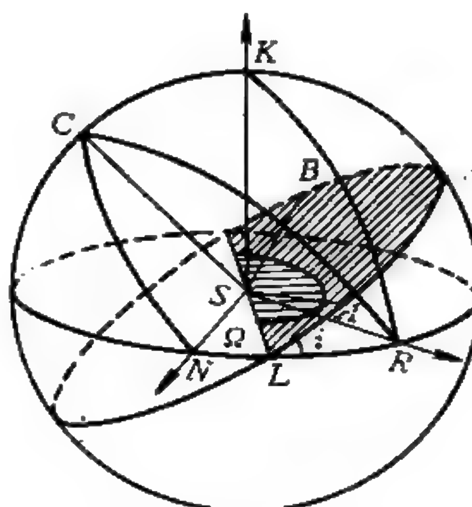


图 Ⅵ.2　双星相对轨道的平面和天球切面的关系

其中 $b^2 = a^2(1-e^2)$。由观测得到的是 (x, y)，它是相对轨道上的一点 (ξ, η) 在天球切面上的投影。(x, y) 和 (ξ, η) 的关系式中一定包含所求的轨道要素。首先求出这些关系式，并利用它们把（Ⅵ.3）式中的 ξ 和 η 转换为 x 和 y，然后把所得的方程式与（Ⅵ.1）式比较，就得出轨道要素和 A，H，B，G，F 这五个系数的关系，计算轨道要素的问题便解决了。

设对 xyz 坐标系而言，SA，SB 和 SC 的方向余弦分别为 (l_1, m_1, n_1)，(l_2, m_2, n_2) 和 (l_3, m_3, n_3)。从 A，B，C 每一点向 N，R 和 K 作大圆弧，则

$$l_1=\cos\widehat{AN},\quad m_1=\cos\widehat{AR},\quad n_1=\cos\widehat{AK},$$
$$l_2=\cos\widehat{BN},\quad m_2=\cos\widehat{BR},\quad n_2=\cos\widehat{BK},$$
$$l_3=\cos\widehat{CN},\quad m_3=\cos\widehat{CR},\quad n_3=\cos\widehat{CK}$$

按照轨道要素的定义，$\widehat{NL}=\Omega$，$\widehat{LA}=\omega$，$\widehat{CK}=i$。从相应的球面三角形，得

$$\left.\begin{aligned}l_1&=\cos\Omega\cos\omega-\sin\Omega\sin\omega\cos i,\\ m_1&=\sin\Omega\cos\omega+\cos\Omega\sin\omega\cos i,\\ n_1&=\sin\omega\sin i,\end{aligned}\right\}\tag{Ⅵ.4}$$

$$\left.\begin{aligned}l_2&=-\cos\Omega\sin\omega-\sin\Omega\cos\omega\cos i,\\ m_2&=-\sin\Omega\sin\omega+\cos\Omega\cos\omega\cos i,\\ n_2&=\cos\omega\sin i,\end{aligned}\right\}\tag{Ⅵ.5}$$

$$\left.\begin{aligned}l_3&=\sin\Omega\sin i,\\ m_3&=-\cos\Omega\sin i,\\ n_3&=\cos i.\end{aligned}\right\}\tag{Ⅵ.6}$$

方向余弦之间有如下的关系：

$$l_1m_2-l_2m_1=n_3,\tag{Ⅵ.7}$$

$$l_1^2+l_2^2+l_3^2=1,\tag{Ⅵ.8}$$

$$m_1^2+m_2^2+m_3^2=1,\tag{Ⅵ.9}$$

$$l_1m_1+l_2m_2+l_3m_3=0.\tag{Ⅵ.10}$$

(x, y)和(ξ, η)的关系式为

$$x=l_1\xi+l_2\eta,$$
$$y=m_1\xi+m_2\eta。$$

利用(Ⅵ.7)式，得

$$\xi=\frac{m_2x-l_2y}{n_3}\tag{Ⅵ.11}$$

$$\eta=-\frac{m_1x-l_1y}{n_3}\tag{Ⅵ.12}$$

将(Ⅵ.11)和(Ⅵ.12)式代入(Ⅵ.3)式，得

$$\frac{(m_2x-l_2y+aen_3)^2}{a^2n_3^2}+\frac{(m_1x-l_1y)^2}{b^2n_3^2}=1.\tag{Ⅵ.13}$$

(Ⅵ.13)和(Ⅵ.1)两个方程式代表同一个椭圆，因此x，y，x^2，y^2，xy项的系数以及常数项都应当成比例。令f表示共同的比例常数，得

$$\left.\begin{aligned}
A=\frac{f}{n_3^2}\left(\frac{m_2^2}{a^2}+\frac{m_1^2}{b^2}\right), \quad B=\frac{f}{n_3^2}\left(\frac{l_2^2}{a^2}+\frac{l_1^2}{b^2}\right),\\
H=-\frac{f}{n_3^2}\left(\frac{l_2 m_2}{a^2}+\frac{l_1 m_1}{b^2}\right),\\
G=\frac{f e m_2}{a n_3}, \quad F=-\frac{f e l_2}{a n_3},
\end{aligned}\right\} \tag{Ⅵ.14}$$

并且从常数项得

$$1=f(e^2-1),$$

或

$$f=-\frac{a}{p}, \tag{Ⅵ.15}$$

其中

$$p=a(1-e^2)\equiv\frac{b^2}{a} \tag{Ⅵ.16}$$

是椭圆的半通径。

现在来推出轨道要素按 $A, B, \cdots, F$ 表示的式子。利用(Ⅵ.15)和(Ⅵ.16)式，首先有

$$\begin{aligned}
F^2-G^2+A-B&=\frac{e^2}{p^2 n_3^2}(l_2^2-m_2^2)-\frac{a}{p n_3^2}\left(\frac{m_2^2-l_2^2}{a^2}+\frac{m_1^2-l_1^2}{b^2}\right)\\
&=\frac{(l_2^2-m_2^2)}{p^2 n_3^2}\left(e^2+\frac{p}{a}\right)-\frac{(m_1^2-l_1^2)}{p^2 n_3^2}\\
&=\frac{1}{p^2 n_3^2}(l_1^2+l_2^2-m_1^2-m_2^2)\\
&=\frac{1}{p^2 n_3^2}(m_3^2-l_3^2),
\end{aligned}$$

上面运算的最后一步利用了关系式(Ⅵ.8)和(Ⅵ.9)。再利用(Ⅵ.6)式，得

$$F^2-G^2+A-B=\frac{\mathrm{tg}^2 i}{p^2}\cos 2\Omega。 \tag{Ⅵ.17}$$

由(Ⅵ.14)、(Ⅵ.10)和(Ⅵ.6)又可得

$$FG-H=-\frac{e^2 l_2 m_2}{p^2 n_3^2}-\frac{a}{pn_3^2}\left(\frac{l_2 m_2}{a^2}+\frac{l_1 m_1}{ap.}\right)$$

$$=-\frac{1}{p^2 n_3^2}(l_1 m_1+l_2 m_2)=\frac{l_3 m_3}{p^2 n_3^2}$$

$$=-\frac{\mathrm{tg}^2 i}{2p^2}\sin 2\Omega. \tag{VI.18}$$

从(VI.17)和(VI.18)式得到交点的位置角Ω的公式：

$$\mathrm{tg}\, 2\Omega=\frac{2(H-FG)}{F^2-G^2+A-B}. \tag{VI.19}$$

类似地，容易推出

$$F^2+G^2-A-B=\frac{1}{p^2 n_3^2}(l_1^2+l_2^2+m_1^2+m_2^2)$$

$$=\frac{1}{p^2 n_3^2}(2-l_3^2-m_3^2)$$

$$=\frac{1}{p^2\cos^2 i}(2-\sin^2 i)$$

$$=\frac{2}{p^2}+\frac{\mathrm{tg}^2 i}{p^2}. \tag{VI.20}$$

因为$\frac{\mathrm{tg}^2 i}{p^2}$可以由(VI.17)或(VI.18)算出，代入(VI.20)即得到p，因而也就定出i。

从(VI.5)和(VI.14)式，有

$$-m_2\equiv\sin\Omega\sin\omega-\cos\Omega\cos\omega\cos i=\frac{Gp\cos i}{e}, \tag{VI.21}$$

$$-l^2\equiv\cos\Omega\sin\omega+\sin\Omega\cos\omega\cos i=-\frac{Fp\cos i}{e}。 \tag{VI.22}$$

以$\sin\Omega$乘(VI.21)，$\cos\Omega$乘(VI.22)，相加得

$$e\sin\omega=p(G\sin\Omega-F\cos\Omega)\cos i。 \tag{VI.23}$$

以$\cos\Omega$乘(VI.21)，$\sin\Omega$乘(VI.22)，相减得

$$e\cos\omega=-p(G\cos\Omega+F\sin\Omega)。 \tag{VI.24}$$

因此，

$$\mathrm{tg}\,\omega=\frac{(F\cos\Omega-G\sin\Omega)\cos i}{F\sin\Omega+G\cos\Omega}。 \tag{VI.25}$$

这样，近星点的经度ω就求出了。偏心率e可从(Ⅵ.23)或(Ⅵ.24)式算出。最后从(Ⅵ.16)式求出半长径a。

视椭圆的方程式只有五个系数，因此只能利用它们定出五个轨道要素。剩下的两个要素P(绕转周期)和T(伴星过近星点的时刻)从视椭圆可以直接定出，也可以通过计算而得出较准确的值。

现在业已定出轨道要素的目视双星有700多对，约只占已知目视双星数目的1%。这主要是由于大部分目视双星的绕转周期很长，从开始对它们进行观测以来时间还太短，未能得出一个完全或足够接近完全的视椭圆，以致定不出轨道要素。

高等学校教材

天文学教程 下册

周洪楠　张承志　肖耐园　编



高等教育出版社

内容简介

本书是一部综合性基础天文学教科书。全书全面系统地阐述了天文学各分支学科的基础知识；介绍了六十年代以来天体物理学中的新进展，对于天体测量学和天体力学中正在兴起的新技术、新方法和新理论以及已经取得的最新成果作了简明的反映。全书分上、中、下三册。

上册内容包括天球坐标系和时间计量系统、天文观测和仪器、太阳和太阳系内各天体。

中册内容包括恒星和特殊恒星（变星、致密星和双星）、星团、星云和恒星演化、银河系以及星系和宇宙学。

下册内容包括天体力学和天体测量学的基础知识。

本书不但可作为天文、物理、地理等专业的基础天文教材，亦可供有关科技人员参考。

本书责任编辑　杨　祥

高等学校教材

天文学教程

（下　册）

周洪楠　张承志　肖耐园　编

高等教育出版社　出版
新华书店上海发行所发行
商务印书馆上海印刷厂印装

开本 850×1168 1/32　印张 10.5　字数 250,000
1988年4月第1版　1988年4月第1次印刷
印数 0001—1,[illegible]
ISBN7-04-000995-1/O·559
定价 2.66元

序　言

六十年代初，在已故戴文赛教授主持下，南京大学天文学系编写了《天文学教程》(上、下册，1961 年上海科学技术出版社出版)，它曾对我国的天文教育事业作出了积极的贡献。

在过去的四分之一世纪中，天文学经历了自伽利略时代以来前所未有的繁荣，进入了全波天文学的时代。类星体、星际多原子分子、宇宙微波背景辐射、脉冲星、天王星和木星的环带、引力透镜效应等许多重大发现；X 射线、γ 射线、红外和紫外天文学的兴起；“阿波罗”登月的实现、大规模的太阳系的空间探测……，促使人类对宇宙的认识发生了深刻的变化。因此，重新编写《天文学教程》，使之能跟上迅速发展着的天文学的步伐已是刻不容缓的事了。

本书是按照国家教育委员会理科物理教材编审委员会天文教材编审小组审定的大纲编写的，分上、中、下三册，基本上保留了原《天文学教程》的框架，但除少数内容未作大的修改外，都是重新撰写的。本书是一部综合性基础天文学教科书，它较全面和系统地阐述了天文学各分支学科的基础知识；介绍了六十年代以来天体物理学中的新进展，对于天体测量学和天体力学中正在兴起的新技术、新方法和新理论及已经取得的新成果也作了简明的反映。另外，本书除天文学上特有的单位外全部采用国际单位制的单位。为了便于读者查阅，书末附有人名索引和名词索引。

本书上册除 §4.1—§4.6 由肖耐园撰写外，均由张明昌撰写；中册由朱慈墭撰写；下册由肖耐园(第十三章)、张承志(第十四和

十五章)和周洪楠(第十六至十八章)编写。上册和中册由朱慈墭通校，下册由周洪楠通校。朱慈墭主持了全书的编写工作。

本书内容广泛，涉及天文学各个领域，鉴于作者学识有限，不当和错误之处在所难免，恳请读者提出批评和指正。

作　者

一九八六年一月于南京大学

目 录

第十三章　天体位置的变化及归算 ……1

§13.1　大气折射 ……2

§13.2　视差 ……9

§13.3　光行差 ……20

§13.4　岁差和章动 ……30

§13.5　恒星位置的归算 ……45

第十四章　恒星位置的测定和基本坐标系的建立 ……71

§14.1　子午测定恒星赤道坐标的原理和仪器 ……71

§14.2　子午天体测量仪器的误差及其影响 ……77

§14.3　测定恒星赤道坐标的目视方法 ……82

§14.4　照相天体测量学的原理和方法 ……85

§14.5　恒星自行的测定 ……90

§14.6　恒星三角视差的测定 ……94

§14.7　基本坐标系的建立 ……95

§14.8　各类星表系统简介 ……97

§14.9　天文常数系统概述 ……100

§14.10　测定恒星位置的新技术 ……104

第十五章　地球自转参数和天文点的测定原理 ……109

§15.1　太尔各特法测定纬度 ……109

§15.2　纬度变化和地极移动 ……113

§15.3　中星仪测时 ……116

§15.4　精确时间的发播 ……119

§15.5　世界时、历书时和协调世界时 ……121

§15.6　测定地球自转参数的新技术 ……125

§15.7　测定天文点的原理和仪器 ……132

§15.8 天文点的测定方法 ……136
§15.9 天文定位在航海中的应用 ……140
§15.10 多星等高法同时测定经度和纬度 ……143
第十六章 二体问题 ……147
§16.1 开普勒定律和万有引力定律 ……147
§16.2 二体问题的运动方程和积分 ……153
§16.3 二体问题的轨道分类 ……160
§16.4 开普勒方程的解法 ……165
§16.5 日心黄道直角坐标和速度的计算 ……169
§16.6 星历表计算 ……177
§16.7 初轨计算原理和方法 ……181
§16.8 引力作用范围，宇宙速度 ……185
§16.9 二体问题在宇宙航行动力学中的应用 ……190
第十七章 *N*体问题 ……196
§17.1 *N*体系统的力函数 ……196
§17.2 地球对外面一质点的吸引 ……202
§17.3 *N*体问题的积分 ……207
§17.4 用直角坐标表示的摄动运动方程 ……212
§17.5 三体问题的摄动运动方程 ……216
§17.6 限制性三体问题 ……223
§17.7 秤动解 ……229
§17.8 零速度面 ……233
§17.9 限制性三体问题的应用 ……238
第十八章 摄动问题 ……240
§18.1 摄动理论简介 ……240
§18.2 拉格朗日行星运动方程 ……243
§18.3 摄动力三分量表示的摄动运动方程 ……251
§18.4 瞬时椭圆，几种常见的摄动 ……258
§18.5 解摄动运动方程的基本方法 ……262
§18.6 摄动运动方程的分析解法原理 ……264
§18.7 摄动函数展开方法轮廓 ……274

§18.8 摄动运动方程的解 ……280
§18.9 人造地球卫星的摄动运动 ……285
§18.10 月球火箭与行星际飞行器的摄动运动 ……289
§18.11 地球自转的运动方程 ……293
§18.12 地极移动和岁差章动 ……297
主要参考书目 ……308
人名索引 ……309
名词索引 ……322

第十三章　天体位置的变化及归算

迄今为止测定恒星位置都是在地面进行的。观测结果受到观测误差以及恒星和观测者本身位置变化等各种因素的影响。观测误差和观测仪器、观测方法、观测环境以及结果处理等有关，在以后有关章节中将加以具体论述；本章仅讨论后一类中的各种因素。

为了克服恒星和观测者位置变化对测定恒星位置的影响，首先必须分析造成这类变化的原因，研究恒星和观测者运动的规律及其影响观测结果的机理，确定这些效应的数量；其次，则须确立某一固定瞬间（在天文学上称为历元）和原点的天球坐标系，并解决如何把不同瞬间和不同地点的观测结果都归算到这个历元及原点，从而得到确定的恒星位置。这类影响归纳起来包括大气折射、视差、光行差、岁差、章动以及恒星自行。

地球周围有一层浓密的大气。由于大气对光线的折射，在光学观测中，目标的方向发生变化。这种变化称为大气折射。在观测结果中，首先要改正它的影响。

视差曾在§4.6，§7.1和§8.1中介绍过。它是观测者在空间位移造成的天体方向的变化。为了对不同的观测进行比较，必须把一切观测结果都换算到同一观测地点。通常根据不同的要求把这"同一观测地点"选择为地球中心，通过归算得到天体的地心坐标，或选择为太阳中心，则得日心坐标。

光行差是因为观测者随地球自转和绕日公转以及光速为有限值而引起的天体方向的变化。

岁差和章动，已在§4.5描述过它们的现象，实质上是地球在日月引力作用下的一类运动。由于岁差和章动，地球自转轴在空间的指向改变，因而由自转轴所定义的天极及与之相应的天赤道在天球上都随时间变化。此外，由于行星的引力作用，产生行星岁差，使黄道也发生变化。天赤道和黄道的变化，又导致春分点移动。其结果，恒星和一切天体的赤道坐标由于坐标系本身的转动而随时间改变。为要得到恒星坐标的确定值，就要把它们换算到同一个特定的坐标系统，即换算为对于某一历元的春分点和天赤道的坐标。这就必须改正岁差和章动的影响。

除此以外，在§11.2还介绍过恒星的空间运动，表现在天球上即恒星自行。显然，恒星自行必然导致恒星坐标的变化。在作恒星坐标的换算时，必须考虑恒星自行的影响。

§13.1 大气折射

光线经过不同的透明介质发生折射的物理现象是为大家所熟知的。从天体到观测者的光线，必须经过地球表面的大气层。越靠近地面大气的密度越大，从而导致折射系数连续改变；星光在经过大气层的过程中连续折射，因而星光传播路径发生弯曲。这就是大气折射现象。由于大气折射，观测者所看到的天体方向和没有大气时不同，这个方向差通常也称大气折射或称蒙气差。约在公元前二世纪，古希腊的波西东尼乌斯(Posidonius)发现了大气折射对天文测量的影响。后来，托勒密在他的著作《光学》中进一步论述了大气折射问题。在我国，晋代天文学家姜岌已发现了这一现象。十六世纪，第谷测定了大气折射值。大气折射的近代理论是直到十七世纪才创立的。此外，大气中各种气体和尘埃质点的散射和吸收能引起星光光谱成分的衰减和变化，也会稍微改

变星光的方向。

一、大气折射对天顶距的影响

图 13.1 中，设观测者在 M 点观测天体 σ。在大气层外，天体的光线沿着直线方向 σK 行进。光线在 K 点进入大气层，产生折射，连续地改变方向，其路线成为一条曲线。观测者将在此曲线的最后部分看到天体，也就是沿着光路曲线在 M 点的切线方向即 $M\sigma'$ 看到天体。

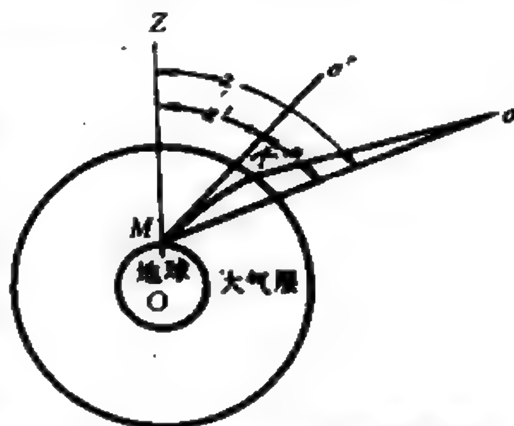


图 13.1　大气折射对天顶距的影响

如果没有大气折射的影响，观测者将在 $M\sigma$ 方向看到天体。$M\sigma'$ 方向与 $M\sigma$ 方向之差为 $\angle\sigma' M\sigma=\rho$，$\rho$ 就是大气折射。设 MZ 为天顶的方向，$\angle ZM\sigma=z$，叫做真天顶距。在大气折射影响下，所见天体的天顶距 $z'=\angle ZM\sigma'$，叫做视天顶距。根据折射定律，入射线与折射线以及在入射点对折射面所作的法线均在同一平面内。所以 σK、σM 和 $\sigma' M$ 都位于通过 $MZ\sigma$ 的一个垂直平面内，因此

$$z=z'+\rho. \tag{13.1}$$

由此可见，大气折射使得天体的天顶距减小，或者说使得天体的高度增加。由地面测得的天体的视天顶距必须加上大气折射改正，才是天体的真天顶距。

大气折射现象发生在同一垂直平面内，所以对天体的方位角没有影响。尽管大气折射对天体的赤经(或时角)、赤纬等量的测量值也有影响，但通常折射改正总是首先直接加到视天顶距上，而不是从其他测量值中改正。

二、大气折射的消除

1．大气折射的近似公式　要消除大气折射对观测的影响，必须计算大气折射 ρ 的值，通过(13.1)式改正视天顶距。由于对大气的物理状态及其随多种因素变化的知识至今了解得仍不够充分，精确地计算大气折射是十分困难的。这里仅就一种最简单的大气结构模型进行讨论。假定大气是由无数密度不同的等密度层组成的，并考虑到大气层的厚度远较地球半径为小，则可近似地认为观测地点附近的大气等密度层都是平行平面层。

暂且把大气分成 n 个等密度层，并假定各层的折射率从地面(第 1 层)到最外层(第 n 层)分别为 μ_1，μ_2，…，μ_n，即假定折射率在整个大气层中的变化是不连续的(图 13.2)。大气层外的折射率 $\mu_{n+1}=1$。若观测一天顶距为 z 的天体，光线在大气层中的路线为一折线。对于最外层来说，光线的入射角就是天体的真天顶距 z，折射角为 z_n，而 z_n 也是第$(n-1)$层的入射角，依次类推。最后，光线在第一层的入射角就是观测天顶距 $z'=z_1$。

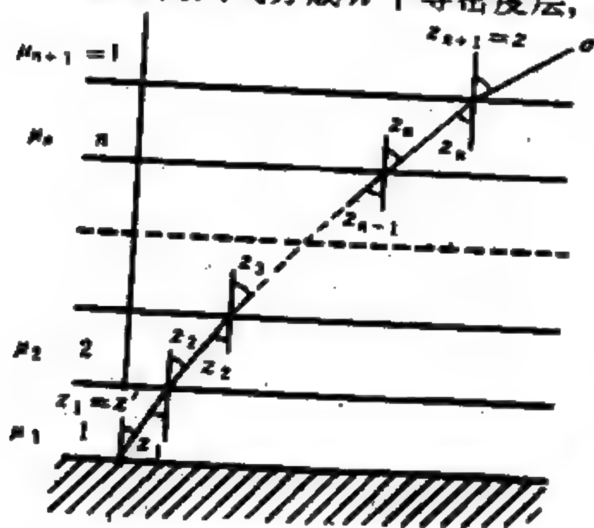


图 13.2　平面等密度大气层

从大气层外起，对相邻的两层运用折射定律，有

$$\sin z=\mu_n\sin z_n,$$

$$\mu_n\sin z_n=\mu_{n-1}\sin z_{n-1},$$

$$\mu_{n-1}\sin z_{n-1}=\mu_{n-2}\sin z_{n-2},$$

$$\cdots\cdots$$

$$\mu_2 \sin z_2 = \mu_1 \sin z';$$

因此有

$$\sin z = \mu_1 \sin z'. \tag{13.2}$$

从以上推导过程可见，只要把大气看作由平行平面等密度层构成，当 n 趋向无限，即大气层中折射率连续变化时，也能得到(13.2)式。这时光线循一弯曲路线传播。

将(13.1)式代入(13.2)式，得

$$\sin(z'+\rho) = \mu_1 \sin z',$$

即

$$\sin z' \cos\rho + \cos z' \sin\rho = \mu_1 \sin z'.$$

由理论研究得知，ρ 的最大值为35′，故可看作微量，则有 $\cos\rho \simeq 1$，$\sin\rho \simeq \rho'' \sin 1''$，代入上式得

$$\sin z' + \cos z' \rho'' \sin 1'' = \mu_1 \sin z',$$

因此

$$\rho'' = 206265''(\mu_1 - 1)\operatorname{tg} z'.$$

在标准状况（大气温度为0℃，气压为101324.72帕）下，地面大气的折射率 $\mu_1 = 1.000292$，代入上式得

$$\rho'' = 60.2'' \operatorname{tg} z'. \tag{13.3}$$

这就是计算大气折射 ρ 的近似公式。式中的系数60.2″称为大气折射常数。对于小于30°的天顶距，用(13.3)式求得的大气折射误差约为0.1″；对于小于60°的天顶距，此式尚可适用。当天顶距再增大时，这个近似公式和实际情况相差很大，无法应用。

2. 各种大气折射理论　为了更精确地计算大气折射，必须考虑到地球的曲率，将大气分为许多同心球层。一般说来，大气的折射率随高度的增加而减小，但要确定两者之间的精确关系，却极为困难，只能采用一些与实际情况尽可能相符的假设。无论采用哪种假设，大气折射都可展开成下列形式

$$\rho \doteq a \operatorname{tg} z' + b \operatorname{tg}^3 z' + c \operatorname{tg}^5 z' + \cdots, \tag{13.4}$$

式中各系数 a，b，c，…等的表达式因不同的假设而不同。

历史上曾提出过各种大气性质随高度变化的不同假设，形成各种不同的大气折射理论。不少著名学者如牛顿、布拉德雷(Bradley)、拉普拉斯(Laplace)和贝塞耳(Bessel)等都对大气折射进行过研究。其中具有代表性的是吉尔当(H. Gylden)在1868年提出的理论，著名的普尔科沃大气折射表就是根据他的理论编制的。这个表在1870年初版，后来几经修订再版，至今应用最广泛的仍是普尔科沃天文台所编的大气折射表。

二十世纪以来，根据在大气中的新发现又编制了很多大气折射表。各种大气折射值，在天顶距不大时彼此符合得很好。有的大气折射值仅当天顶距大于80°时，彼此之间才显示出较大的差异。在这个领域中，最新的进展是用电子计算机代替折射表，并根据大气折射在天顶距上的适用范围，扩充公式的有效性。但接近地平时的大气折射的精确计算，至今仍是一个没有解决的问题。

3．反常折射　大气折射的理论值是根据理想的大气情况导出的。实际的大气情况非常复杂，比如，大气的等密度层既非同心球层，更不是水平的。大气状况随气温、气压、水汽压等因素而千变万化；很难准确地掌握。此外，大气结构还受地区性局部气象因素的影响，甚至观测室内外或观测室内各部分之间的温差，也会引起大气层的形态改变。所以用理想的大气模型算得的大气折射就与实际情况有差异。这种差异称为反常折射。反常折射严重的可达十分之一角秒的量级，从而极大地限制了地面光学天体测量测角仪器精度的提高。当前，尚未有很好的办法消除反常折射，只有通过选择良好的天文台环境，改善观测室结构等措施尽量减轻其影响。

三、大气折射表

在实际工作中，求大气折射改正不采用公式计算，因为公式

中含有随大气折射率变化的因子，直接计算这些因子是很不方便的。大气折射率和大气密度有关，而大气密度又随大气的温度和气压而变化。在实际应用中，首先计算出标准状况下不同视天顶距 z' 的大气折射，并编制成表，称为平均大气折射表。这种表以视天顶距 z' 为引数，可查出标准状况下的大气折射 ρ_0。

查出平均大气折射 ρ_0 后，再利用大气折射订正表来计算实际气温、气压下的大气折射 ρ。在订正表中载有分别以气温和气压为引数的相应的改正系数。计算公式为

$$\rho=\rho_0(1+A+B).\qquad(13.5)$$

式中 A 和 B 就是气温和气压的改正系数，分别由下列公式求得

$$A=\frac{-0.00383t}{1+0.00367t},\quad B=\frac{H}{101324.72}-1.\qquad(13.6)$$

式中 t 为以摄氏度计量的大气温度，H 是以帕计量的气压。实际上现在大部分气压计都以毫米水银柱为单位计量，则(13.6)式的第二式应为

$$B=\frac{H}{760}-1.\qquad(13.7)$$

此外，还须注意 H 是加纬度和气温差改正的实气压，而不是由气压计直接读取的数值。设气压计读数为 H'，测站纬度为 φ，气压计内水银温度为 t'，则有

$$H=H'[1-0.00264\cos 2\varphi-0.000163(t'-t)].\qquad(13.8)$$

对于天顶距较大($z>45°$)的天体，大气折射变化剧烈，气温改正系数 A 应以 αA 代替，这时计算公式为

$$\rho=\rho_0(1+\alpha A+B).\qquad(13.9)$$

在《中国天文年历》中，附表13刊载着"蒙气差表"和"蒙气差订正表"。前一表以视天顶距 z'(即表上"天顶距 z")为引数，查取平均大气折射 ρ_0(即表上"蒙气差 R_0")；后一表分别以气温 T、

实气压 H 和视天顶距 z 为引数查取 A，B 和 α。

例一、设在南京大学天文台($\varphi=32°3'$)由观测得某星的高度为 63°5′27″，这时读得仪器温度 18.3℃，气压计读数为 754.8毫米汞柱，气压计温度 19.9℃，求此星的大气折射。

求解步骤如下：

(1) 求天顶距。$z=90°-63°5'27''=26°54'33''$；

利用《中国天文年历》附表 9“化分秒为度的小数”化得 $z=26.91°$；

(2) 查蒙气差表。在 $z=26.5°$ 和 $z=27.0°$ 这两个引数间，以 $n=(0.91-0.5)/0.5=0.82$ 为内插因子进行线性内插，得 $R_0=30.50''$；

(3) 求实气压。$\cos 2\varphi=\cos 64°6'=0.6403$；

$$H=754.8\times(1-0.00264\times0.6403-0.000163\times1.6)$$
$$=754.8\times0.9980=753.3(\text{毫米汞柱})；$$

(4) 查蒙气差订正表。分别以仪温和实气压为引数，作简单内插后得 $A=-0.0657$，$B=-0.0088$；

(5) 求大气折射。利用(13.5)式得

$$\rho=30.50''\times(1-0.0657-0.0088)$$
$$=30.50''\times0.9255=28.23''。$$

例二、设在某测站由观测得某星的视天顶距为 70°14′53″，这时读得气温为 22.5℃，并已求得实气压为 762.9 毫米汞柱，求此星的大气折射。

求解步骤如下：

(1) 将天顶距化为度的小数。$z=70°14'53''=70.25°$；

(2) 查蒙气差表。以天顶距 z 为引数作简单内插后得 $R_0=166.00''$；

(3) 查蒙气差订正表。分别以气温、实气压和天顶距为引数，

查得 $A=-0.0796$，$B=+0.0038$，$\alpha=1.009$；

（4）求大气折射。利用（13.9）式得

$$\rho=166.00''\times(1-1.009\times0.0796+0.0038)$$
$$=166.00''\times0.9235=153.30''=2'33.30''。$$

虽然对大气折射已作了相当详尽的研究，并编制出了便于实际应用的表，但是对于接近地平的天体所计算出的大气折射，和实际数值差异很大。因此在实际观测中，应避免测量天顶距大于75°的天体。

除了对光学观测产生影响外，在人造卫星或月球激光测距工作中，大气折射使观测到的光行时间与真空中的理论光行时间不同。测距结果必须扣除因大气折射引起的对光程的影响。大气折射也影响甚长基线干涉测量和人造卫星多普勒观测的结果。

§13.2 视　　差

一、视差现象和视差位移

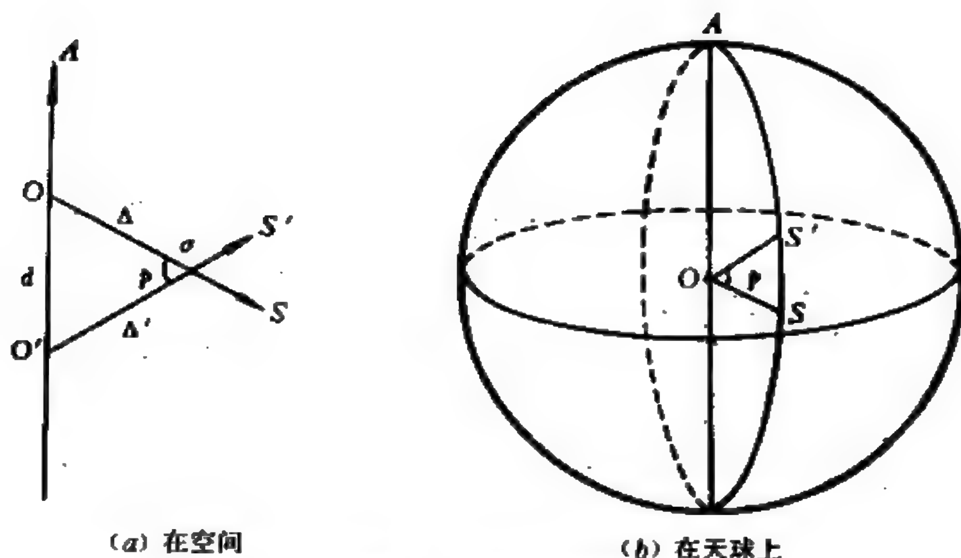
1．视差的起因　观测者在两个不同位置观测同一天体引起的观测目标方向之差叫做视差。图13.3(*a*)中，设位于 O' 点的观测者观测天体 σ，方向为 $O'S'$；位于 O 点的观测者观测同一天体 σ 的方向为 OS。令 O' 到 O 的连线方向指向 A，可见 OS 对于 $O'S'$ 的方向差为

$$\angle AOS-\angle AO'S'=\angle O\sigma O'=p.$$

p 就是 σ 对于 O 和 O' 两点的视差。

2．视差的大小　在 $\Delta OO'\sigma$ 中，令 $OO'=d$，$O\sigma=\Delta$，$O'\sigma=\Delta'$，则有

$$\sin p=\frac{d}{\Delta'}\sin AOS=\frac{d}{\Delta}\sin AO'S'。\qquad(13.10)$$



(a) 在空间　　(b) 在天球上

图 13.3　视差和视差位移

由此可见，一个天体对于两个观测点的视差，等于该天体对这两点间的直线所张的角。视差 p 的大小随两点间的距离 d 增大而增大，随天体到这两点的距离 Δ(或 Δ')的增大而减小。若 d 和 Δ 均为常数，则当 $\angle AO'S'$ 为直角时，p 为最大。

3. 向点和视差位移　现在把 $O'S'$ 方向、OS 方向和 $O'O$ 方向投影在以 O 为球心的天球上；$O'O$ 在天球上的投影为 A(图 13.3(b))。O' 点对于 O 点的视差，可以看成原先观测者在 O' 点观测，后来位移到 O 点观测同一天体所产生的。这种位移方向在天球上的投影叫做向点，即图 13.3(b)中的 A 点。相应地，观测方向的改变，即视差 p，反映在天球上就是天体的视位移 $S'S$。天体的这种视位移叫做视差位移。显而易见，向点 A 和视差位移 $S'S$ 是在同一大圆上，且视差位移发生在这大圆上从 S' 起背离向点的方向。据图 13.3(b)，以大圆弧表示相应的角度，则由(13.10)式得

$$\sin SS'=\sin p=\frac{d}{\Delta'}\sin AS=\frac{d}{\Delta}\sin AS'. \quad (13.11)$$

4. 视差归算的目的　地面上的观测者随地球的自转和公转而不断地改变着自己的空间位置。同一观测者在不同瞬间观测同一天体，由于前后空间位置不同，他所见该天体的方向是不一样的。另一方面，不同地点的两个观测者，在同一瞬间观测同一天体，所见天体的方向也不一样。视差归算的目的，就在于把观测者在不同位置上所测得的天体坐标归算到某个统一的标准观测点（简称标准点）上，或者反过来，把对应于标准点的天体坐标归算到对应于不同位置的观测者；也就是要计算视差对于天体坐标的影响。

就不同类型的天体来说，要采用不同的标准点。对太阳、月球、行星等太阳系天体，取地球中心为标准点。以观测者为天球中心的天体坐标称为站心坐标，以地心为天球中心的天体坐标称为地心坐标。同一天体的站心方向和地心方向之差称为该天体的地心视差或周日视差。对于恒星，则取太阳中心为标准点。以日心为天球中心的天体坐标称为日心坐标。同一天体的地心方向与日心方向之差称为该天体的日心视差或周年视差。欲求同一天体不同球心的天球坐标之差，就必须计算相应的视差对这些坐标的影响。

二、周日视差

周日视差是与地球自转或天体的周日视运动有关的视差。图13.4中，O 表示地心，M 表示观测地点。按视差的一般定义，周日视差就是通过 M 点的地球半径 a 在天体 σ 处的张角。设天体对于 M 点的天顶距为 z'，显然，周日视差随天体的天顶距的变化而改变。当天体位于天顶时，它的周日视差为零；当天体位于地平时，它的周日视差达到极大值 p_0，称为周日地平视差。由于地球是个扁球体，不同纬度处的半径值不同，故同一天体的周日

地平视差值，还将随观测地点的纬度不同而改变。当观测者位于赤道时，天体的周日地平视差具有最大值，称为赤道地平视差。每一确定天体的赤道地平视差是一常数值，通常就简称为地平视差，用 P_0 表示。

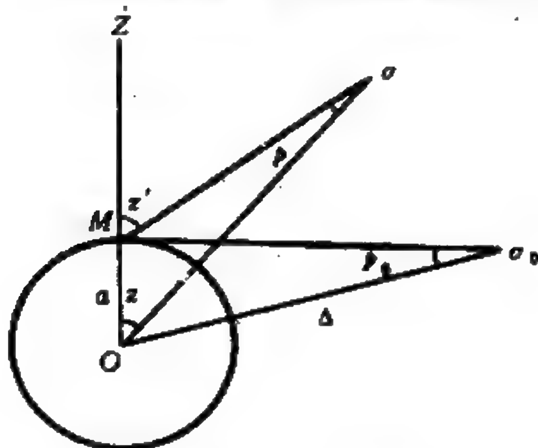


图 13.4　周日视差

恒星到地球的距离十分遥远，周日视差都小到可以忽略不计。只有在观测太阳系内的天体时，才需要考虑周日视差的影响。一般太阳系天体的地心距都远大于地球半径，所以周日视差为小量。太阳系天体中以距地球最近的月球的视差最大，约 1° 左右，而太阳和行星的周日视差都在 30″ 以下。

1．地球为圆球时的周日视差　在计算太阳和行星的周日视差时，可以近似地把地球看作以赤道半径 a 为半径的球体。图 13.5 画出一个地心天球，周日视差的向点是天底 Z_1，在地面所见某天体的方向为 OS'，在地心所见则为 OS。视差位移 $S'S$ 发生在过 S' 和 Z_1 的大圆上，S 背离 Z_1。令 z' 为天体的天顶距，Δ 为天体的地心距离，则据(13.11)式有

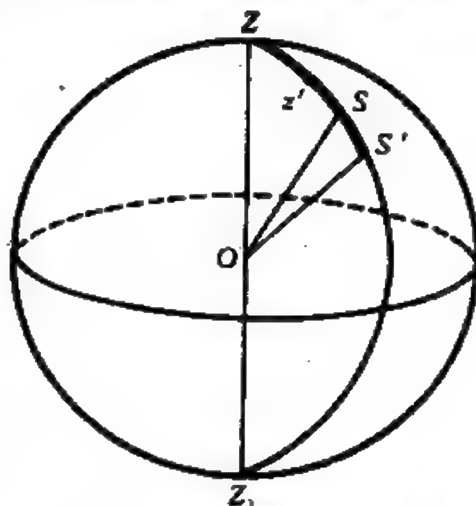


图 13.5　地球为球体时的周日视差

$$\sin p=\frac{a}{\Delta}\sin z'.\qquad(13:12)$$

当 $z'=90°$，p 达到其最大值 P_0，即

$$\sin P_0=\frac{a}{\Delta}. \tag{13.13}$$

因此有 $\sin p=\sin P_0\sin z$.

因为 p 和 P_0 均为小量，略去它们的高次项，则有

$$p=P_0\sin z'. \tag{13.14}$$

由于 a 为常数，P_0 只与天体的地心距离 Δ 有关，所以在天文工作中常用 P_0 来表示太阳系天体(包括月球)的地心距离 Δ。在《中国天文年历》的太阳、月亮和行星的历表中，逐日列出了有关天体的地平视差值。根据太阳和行星的天顶距 z' 和年历中所列出的 P_0 值，由(13.14)式可计算视差 p。

例三、试求1986年4月24日北京时间20^h月心的地心距离。

若已知月亮的地平视差 $P_☾$，可按下式近似地计算月心的地心距离 $\Delta_☾$(参见《中国天文年历》的"说明"中"月亮表"部分)

$$\Delta_☾=\frac{1.3156\times10^9}{P''_☾}\text{千米。}$$

《中国天文年历》的"月亮(黄经黄纬)表"给出以每日力学时 0^h 和 12^h 的月球地平视差值。北京时间 20^h 就是世界时 12^h。在1986年4月，世界时时刻与力学时时刻仅差55.2^s(参见《中国天文年历》的"说明"中"时间系统"部分)。这一差值可以忽略，即可取"月亮表"中4月24.5日的值，有

$$P_☾=60'47.3''=3647.3''.$$

于是得 $$\Delta_☾=\frac{1.3156\times10^9}{3647.3}\text{千米}=3.6071\times10^5\text{千米}.$$

2．地球为椭球时的周日视差　为了更准确地计算周日视差(特别是月亮的周日视差)，应把地球作为椭球体来处理。图13.6(a)中，O 为地球中心，由于地球不是球体，所以地面上的铅垂线方向并不通过 O。以 MN 表示 M 点的铅垂线方向，通过 O 点作 MN 的平行线 OB；P 表示地球北极，图形所在的平面就

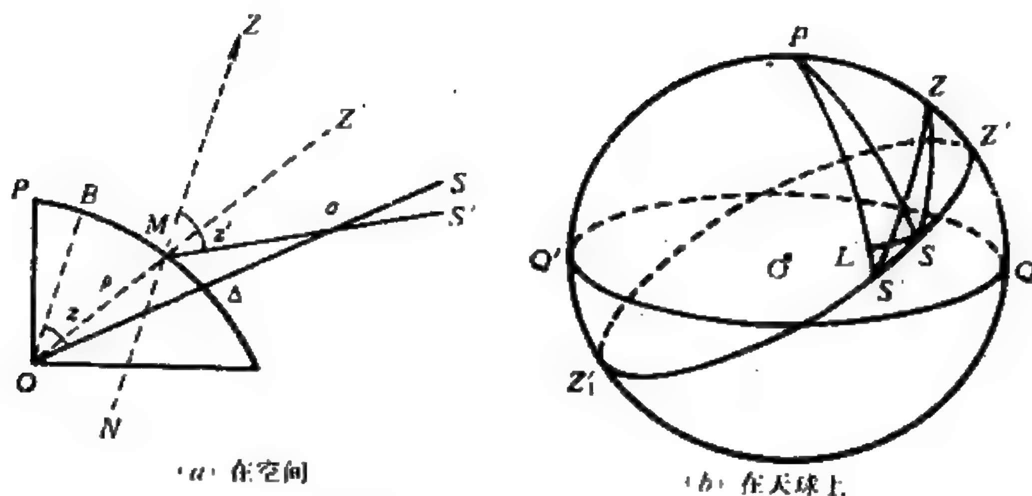


图 13.6　地球为椭球时的周日视差

是 M 点的子午面。假如观测不在子午面上的某一天体 σ，得地面天顶距 z'，并令地心天顶距为 z。将图 13.6(a)投影到天球上，得图 13.6(b)　图中 P 为天极，Z' 为地心天顶，Z'_1 为相应的天底即向点，Z 为天文天顶，S' 和 S 分别为观测者在地面和地心所看到的天体位置，大圆弧 $S'S$ 就是视差位移。根据视差位移的原理有

$$\sin p=\frac{\rho}{\Delta}\sin Z'S'.$$

式中 ρ 为 M 点的向径，Δ 为天体的地心距离。以(13.13)式代入上式得

$$\sin p=\frac{\rho}{a}\frac{a}{\Delta}\sin Z'S'=\frac{\rho}{a}\sin P_0\sin Z'S'. \qquad (13.15)$$

在图 13.6(b)的球面三角形 $ZZ'S'$ 中，已知 $ZZ'=\phi-\phi'$，$ZS'=z'$，$\angle Z'ZS'=A$，其中 ϕ 是天文纬度，ϕ' 是地心纬度，ZZ' 可由(4.11)式算得，z' 和 A 分别为在 M 点所测得的天体 S' 的天顶距和方位角，由此可利用球面三角公式解得 $Z'S'$　此外，$\frac{\rho}{a}$ 根据对地球形状和大小的研究由下列公式计算

$$\frac{\rho}{a}=1-0.003324\sin^2\varphi. \tag{13.16}$$

将 $Z'S'$、$\frac{\rho}{a}$ 和 P_0 代入(13.15)式，就可以计算出 p 值.

3. 周日视差对天体赤道坐标的影响　在实际工作中，很少需要根据(13.15)式来计算天体的周日视差，而是需要计算周日视差对天体的赤道坐标的影响. 由图 13.6(b)的球面三角形 $PS'S$ 和 $PS'Z'$ 可见，$PS'=90°-\delta'$，$PS=90°-\delta$，$\angle ZPS'=t'$，$\angle ZPS=t$. 在窄球面三角形 $PS'S$ 中，通过 S 点作大圆弧 SL 垂直于 $S'P$，近似地认为 $PS=PL$，则对于球面三角形 $S'SL$ 和 $S'SP$ 分别应用正弦公式，可得

$$\begin{cases}\sin S'L=\sin SS'\cos PSZ',\\ \sin S'PS\sin PS=\sin SS'\sin PS'Z'.\end{cases}$$

上式中 $S'L=\delta-\delta'$，$\angle S'PS=t'-t$，及 SS' 均为微量，$\angle PS'Z'\simeq\angle PSZ'$，则得

$$\begin{cases}\delta'-\delta=-SS'\cos PSZ',\\ (t'-t)\cos\delta=SS'\sin PSZ'.\end{cases} \tag{13.17}$$

又因 $SS'=p$，由(13.15)式有

$$SS'=\frac{\rho}{a}P_0\sin Z'S'=\frac{\rho}{a}P_0\sin Z'S. \tag{13.18}$$

将(13.18)式代入(13.17)式，且利用关系 $t'-t=\alpha-\alpha'$，则有

$$\begin{cases}\delta'-\delta=-\frac{\rho}{a}P_0\sin Z'S\cos PSZ',\\ (\alpha'-\alpha)\cos\delta=-\frac{\rho}{a}P_0\sin Z'S\sin PSZ'.\end{cases} \tag{13.19}$$

对球面三角形 PSZ' 应用正弦公式和五元素公式，并将 $\varphi'=90°-PZ'$、$\delta=90°-PS$ 代入得

$$\begin{cases} \sin Z'S \sin PSZ' = \sin PZ' \sin Z'PS = \cos\varphi' \sin t, \\ \sin Z'S \cos PSZ' = \cos PZ' \sin PS - \sin PZ' \cos PS \cos Z'PS \\ \qquad = \sin\varphi' \cos\delta - \cos\varphi' \sin\delta \cos t. \end{cases}$$

由此，(13.19)式变为

$$\begin{cases} \delta' - \delta = -\dfrac{\rho}{a} P_0 (\sin\varphi' \cos\delta - \cos\varphi' \sin\delta \cos t), \\ \alpha' - \alpha = -\dfrac{\rho}{a} P_0 \cos\varphi' \sin t \sec\delta. \end{cases} \tag{13.20}$$

(13.20)式就是周日视差影响天体的赤纬和赤经的公式。这些公式精确到视差的一次项。对于月球，由于它离地球很近，视差值比较大，要用更精确的公式，读者可以参阅《球面天文学》(苗永宽编著，科学出版社，1983 年版)。

三、周年视差

周年视差是与地球绕太阳周年运动有关的视差。由开普勒行星运动定律知地球绕太阳轨道为一椭圆，太阳位于椭圆的一个焦点上。图 13.7 中，⊙ 为太阳，E 为地球，σ 为一恒星。$E⊙ = r$ 为地球至太阳的距离(即地球矢径)。据视差的一般定义，周年视差就是地球矢径在天体处的张角。由(13.11)式有

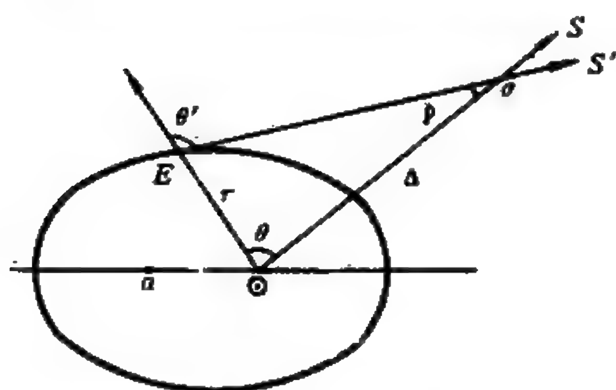


图 13.7　周年视差

$$\sin p = \frac{r}{\Delta} \sin\theta' = \frac{r}{\Delta} \sin \sigma E ⊙, \tag{13.21}$$

式中 Δ 为天体至太阳的距离，θ' 角为太阳至地球方向和地球至天体方向的夹角。显然，周年视差 p 的值随 θ' 角的变化而变化，即

跟天体和地球、太阳的相对位置有关。举一特例来看，位于黄道平面上的恒星，在地球公转过程中，当它与太阳、地球在同一直线上时，周年视差为零；而当地球运行到使 $\theta'=90^\circ$ 的位置时，周年视差最大。

1．恒星的周年视差　为了表示恒星至太阳的距离，定义

$$\sin \pi = \frac{a}{\Delta}, \tag{13.22}$$

式中 a 为地球轨道半长径。π 等于地球轨道半长径在一颗位于黄极方向的恒星处所张的角，特称 π 为恒星的周年视差(图 13.8)，简称为恒星视差。这就是 § 8.1 所介绍的恒星三角视差。要注意恒星视差 π 与前面所定义的周年视差 p 在概念上的区别。由(13.21)式知，当 $r=a$, $\angle \sigma E \odot = 90^\circ$ 时，$p=\pi$。由此可见 π 只是 p 的特例。地球轨道半长径可视为不变，恒星视差只与恒星至太阳的距离有关，所以通常用 π 表示恒星距离。

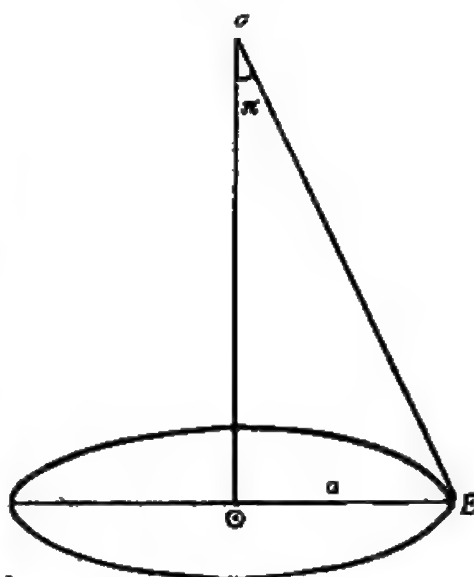


图 13.8　恒星的周年视差

恒星的周年视差都小于 1″，多数只有百分之几角秒。目前测定恒星视差只能准确到 0.01″，而绝大多数恒星的周年视差小于此值，可以忽略不计。视差最大的一颗恒星是南门二(α Cen)的一颗伴星，它的视差等于 0.76″，故有比邻星之称。通常 π 以角秒为单位，(13.22)式写为

$$\pi = 206265'' \frac{a}{r}. \tag{13.23}$$

2. 周年视差对恒星赤道坐标的影响　天文年历或星表中列出的是恒星的日心赤道坐标，而观测只能得到恒星的地心赤道坐标。对于视差较大的恒星，应计算视差对赤道坐标的影响。把图13.7投影在一个地心天球上，得图13.9。图中，P 为天极，QQ' 为赤道，EE' 为黄道，S 和 S' 分别为观测者在日心和地心所看到的恒星位置；符号 ⊙ 表示太阳，就是周年视差的向点，$\alpha_{\odot}$ 和 $\delta_{\odot}$ 表示太阳的赤道坐标；α、δ 和 α'、δ' 分别表示恒星的日心坐标和地心坐标。根据视差位移原理，可知 S、S' 和 ⊙ 应在同一大圆上，大圆弧 $S'S$ 就是恒星的周年视差位移，由(13.11)式有

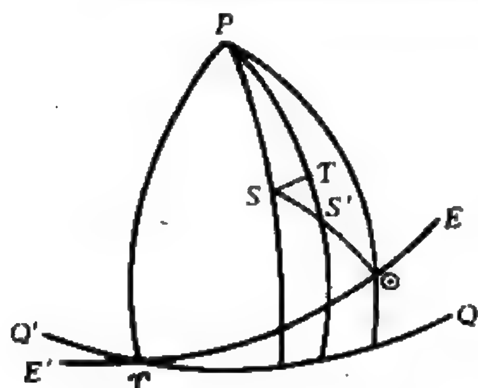


图 13.9　周年视差对恒星赤道坐标的影响

$$SS' = \frac{r}{\Delta}\sin S\odot. \tag{13.24}$$

据(13.22)式得

$$SS' = \pi\frac{r}{a}\sin S\odot. \tag{13.25}$$

在窄球面三角形 PSS' 中，$PS = 90^{\circ} - \delta$，$PS' = 90^{\circ} - \delta'$，$\angle SPS' = \alpha' - \alpha$，与(13.17)式的推导类似，易得

$$\begin{cases} \delta' - \delta = SS'\cos PSS', \\ (\alpha' - \alpha)\cos\delta = SS'\sin PSS'. \end{cases} \tag{13.26}$$

利用(13.25)式，则有

$$\begin{cases} \delta' - \delta = \pi\dfrac{r}{a}\sin S\odot\cos PSS', \\ \alpha' - \alpha = \pi\dfrac{r}{a}\sec\delta\sin S\odot\sin PSS'. \end{cases} \tag{13.27}$$

对球面三角形 $PS\odot$ 应用正弦公式和五元素公式，并考虑到 $\angle SP\odot=\alpha_{\odot}-\alpha$，有

$$\begin{cases}\sin S\odot\sin PSS'=\sin(\alpha_{\odot}-\alpha)\cos\delta_{\odot},\\ \sin S\odot\cos PSS'=\sin\delta_{\odot}\cos\delta-\cos\delta_{\odot}\sin\delta\cos(\alpha_{\odot}-\alpha).\end{cases}$$

将此关系式代入(13.27)式，得

$$\begin{cases}\delta'-\delta=\pi\dfrac{r}{a}[\cos\delta\sin\delta_{\odot}-\sin\delta\cos\delta_{\odot}\cos(\alpha_{\odot}-\alpha)],\\ \alpha'-\alpha=\pi\dfrac{r}{a}\cos\delta_{\odot}\sin(\alpha_{\odot}-\alpha)\sec\delta.\end{cases}\tag{13.28}$$

上式就是将天体的地心坐标和日心坐标进行换算的公式，式中的 r、$\alpha_{\odot}$ 和 $\delta_{\odot}$ 可以从天文年历的太阳表中查得。

(13.28)式还能化为更便于应用的形式。将此式右端 $\cos(\alpha_{\odot}-\alpha)$ 和 $\sin(\alpha_{\odot}-\alpha)$ 分别展开，考虑地球相对于太阳中心为原点的赤道直角坐标。

$$\begin{cases}x_c=-r\cos\delta_{\odot}\cos\alpha_{\odot},\\ y_c=-r\cos\delta_{\odot}\sin\alpha_{\odot},\\ z_c=-r\sin\delta_{\odot},\end{cases}\tag{13.29}$$

并在上式中对 r 取以天文单位为单位，于是可将(13.28)式化为

$$\begin{cases}\delta'-\delta=\pi(-z_c\cos\delta+x_c\sin\delta\cos\alpha+y_c\sin\delta\sin\alpha),\\ \alpha'-\alpha=\pi(x_c\sin\alpha-y_c\cos\alpha)\sec\delta.\end{cases}\tag{13.30}$$

设太阳中心的黄纬为零，ϵ 为黄赤交角，则容易求得 $z_c=y_c\operatorname{tg}\epsilon$，代入(13.30)式，并引入辅助量

$$\begin{cases}c=\dfrac{1}{15}\cos\alpha\sec\delta,\quad c'=\operatorname{tg}\epsilon\cos\delta-\sin\alpha\sin\delta,\\ d=\dfrac{1}{15}\sin\alpha\sec\delta,\quad d'=\cos\alpha\sin\delta.\end{cases}\tag{13.31}$$

则(13.30)式化为

$$\begin{cases}(\delta'-\delta)''=\pi(x_C d'-y_C c'),\\(\alpha'-\alpha)^s=\pi(x_C d-y_C c),\end{cases}\tag{13.32}$$

式中 c，d，c'，d' 称为恒星常数，对同一恒星来说，它们基本上是常量，某些专用历表中列有所载恒星的恒星常数。x_C 和 y_C 可以在《中国天文年历》的"太阳直角坐标表"中查到。角标"‶"和"s"分别表示以角秒和时秒为单位。

至于太阳系天体，它们与太阳和地球的距离变化很大，变化的规律也各不相同，它们的地心坐标与日心坐标往往相差很大，其视差归算问题应根据不同天体的运动规律专门研究，不在这里讨论。

除了周日视差和周年视差以外，还有一类恒星视差是由于太阳相对于恒星的空间运动(太阳本动)所产生的，这称为长期视差也称视差动。定义长期视差为恒星对于太阳在一年里走过的距离的张角。设这一距离为 d，恒星至太阳的距离为 Δ，则长期视差 π_S 为

$$\sin\pi_S=\frac{d}{\Delta}.\tag{13.33}$$

太阳以 19.7 千米/秒的速度向武仙座方向运动，$d\simeq6.2\times10^8$ 千米，恒星的距离远得无可比拟，因此长期视差是一小量，可表示为

$$\pi_S''=206265\frac{d}{\Delta}.\tag{13.34}$$

太阳附近恒星的长期视差等于其周年视差的 4.15 倍。长期视差与恒星本身的空间运动合在一起，形成恒星的自行，通常不作单独改正。

§ 13.3 光 行 差

一、光行差现象

1. 光行差的起因　运动中的观测者所观测到的天体的方向

与在同一瞬间、同一地点静止的观测者所观测到的同一天体的方向是不同的，这两个方向之差叫做光行差。这种现象可以从日常生活中所遇到的类似现象加以说明。

在没有风的下雨天，雨滴垂直地落向地面。这是一个静止的人所见的情形。如果这个人坐在快速前进的火车里，会看到雨滴倾斜地由前往后向他落来；火车行进得越快，雨点倾斜就越厉害。这是因为雨滴除了有垂直下落的速度以外，相对于运动着的观测者，还有水平方向往后的相对速度。两种速度合成的结果，使雨滴的下落方向发生倾斜。光行差就是与此类似的现象。

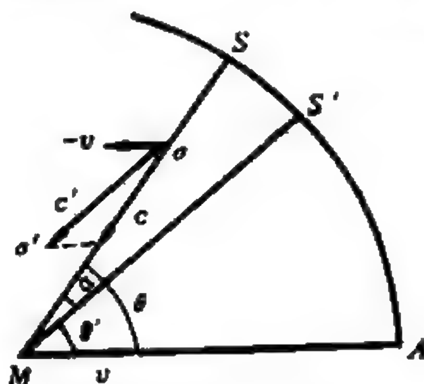


图 13.10 光行差的起因

设观测者在 M 点观测天体 σ（图 13.10），若观测者静止不动，则所见天体位于天球上 S 点，MS 是天体的真方向或几何方向，S 称为天体的真位置。如果观测者以速度 v 沿 MA 方向运动，这时，一方面天体发出的光线沿 σM 方向以光速 c 射向观测者；另一方面根据相对运动原理，可以认为天体相对于观测者沿着与观测者运动方向相反的方向以速度 v 运动。这两种运动的合成使得观测者实际看到的天体方向是 MS'（$MS' \parallel \sigma\sigma'$）而不是 MS。两者的方向差 $\angle SMS'=\alpha$，就是光行差。MS' 称为天体的视方向，S' 为天体的视位置。

由此可知，产生光行差的原因有二：(1)观测者以一定的速度在运动；(2)光速是有限值。地球上的观测者，同时以自转和公转速度在空间运动，因此所观测到的天体位置是视位置。

2．光行差的大小　对图 13.10 中包含光速矢量 c 和与观测者速度反向的矢量 $-v$ 的三角形应用正弦定律，得

$$\sin a=\frac{v}{c}\sin\theta'. \tag{13.35}$$

式中 θ' 是 MS' 和 v 的夹角。由于观测者的速度比光速要远小得多，所以 a 是小量，于是有

$$a''=206265\frac{v}{c}\sin\theta'. \tag{13.36}$$

又可将关系 $\theta'=\theta-a$ 代入(13.35)式

$$\sin a=\frac{v}{c}\sin(\theta-a)=\frac{v}{c}\sin\theta\cos a-\frac{v}{c}\cos\theta\sin a.$$

取 $\sin a=a$，$\cos a=1$，略去二级小量后有

$$a=\frac{v}{c}\sin\theta. \tag{13.37}$$

3．向点和光行差位移　图 13.10 中，设观测者 M 运动的方向(即速度矢量 v 的指向)在天球上的投影为 A，这一点称为向点。因光行差现象引起的天体方向的偏移，即光行差位移 SS'，发生在 SMA 平面上，也就是天球的大圆弧 SA 上(因为 M 为天球球心)，且自 S 点起偏向向点。

4．光行差的发现　光行差现象是 1728 年由英国天文学家布拉德雷在测量天龙 γ(γ Dra, 中名天棓四)的赤纬时发现的。当时他测量的目的在于要发现周年视差，结果观测到恒星以一年为周期的位移，其偏移方向与视差位移的方向不同。他发现黄极附近的所有恒星，在一年里都描绘出半径为 20.5″ 的圆周，而和恒星的距离无关。并且在任何时刻，恒星偏移方向并不指向太阳，而是指向黄道上太阳西面 90° 的一点。不在黄极附近的恒星，则描绘出一个椭圆，其长轴平行于黄道。在黄道上椭圆退化为直线，所有椭圆的半长轴都等于 20.5″，也和恒星的距离无关。布拉德雷所发现的这种现象，就是由于观测者随地球围绕太阳运动而引起的光行差现象。

地球上的观测者在空间有三种运动：(1)地球的自转；(2)地球的公转；(3)太阳系在星际空间的运动(包括太阳本动和银河系自转两种运动)。由第一种运动引起的叫周日光行差；第二种引起的叫周年光行差；第三种引起的叫长期光行差。

二、周年光行差

地球绕太阳公转造成的光行差称为周年光行差。图 13.11 中，太阳 ⊙ 为天球中心，Π 为黄极，LL' 为黄道，E 为某一瞬间地球在公转轨道上的位置，其运动方向即该点的切线方向 EA。这个方向在天球上的投影为 A 点，A 点就是周年光行差的向点。显而易见，向点位于黄道上，其黄道坐标为

$$\lambda_A=\lambda_{\odot}-90^{\circ},$$
$$\beta_A=0, \qquad (13.38)$$

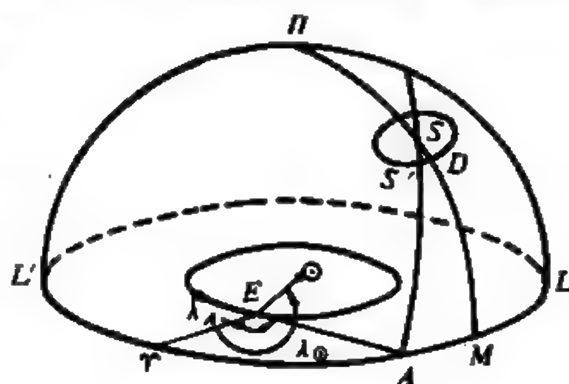


图 13.11 周年光行差

式中 $\lambda_{\odot}$ 为太阳黄经。由此得出结论：周年光行差的向点位于黄道上太阳以西 90°。

1．光行差常数和光行差椭圆　地球公转的平均轨道速度为 29.8 千米/秒，由此可得

$$k=\frac{v}{c}=20.47'',$$

k 称为光行差常数。这个数值是 1896 年纽康综合了当时的各种测定值以后得出的。尽管很早就发现了纽康的这个数值偏小，精度较低，但由于牵涉到其他常数，此值一直使用了近 70 年，并未予以改动。1968 年起，根据国际天文学联合会 1964 年大会通过的天文常数系统，k 值改为 20.4958″。这个值是根据天文单位和光速的新采

用值 1 天文单位$=1.49600\times10^8$ 千米和 $c=2.997925\times10^5$ 千米/秒推导出来的。光行差常数是一个导出常数。1976年国际天文学联合会天文常数系统确定相对于标准历元 2000.0 的 k 值为 $20.49552''$，这个值已于 1984 年开始为全世界统一采用。

地球在公转中，向点方向呈周年变化，因此周年光行差位移具有相应的周期性。这也使所有天体在天球上的视位置描绘出相应周期的椭圆轨迹，这些椭圆称为光行差椭圆。如图 13.11 所示，由于观测者随地球作公转运动，在某一瞬间观测者见恒星 S 沿大圆弧位移至 S'。现在考察在周年光行差影响下，S' 点的轨迹。因为弧 SS' 为一微量，可将小三角形 DSS' 视为平面直角三角形，并令 $S'D=x$，$SD=y$，由此并顾及球面三角形 SAM 可求得

$$\begin{aligned} x &= SS'\sin DSS' \\ &= k\sin SA\sin DSS' \\ &= k\sin AM, \\ y &= SS'\cos DSS' \\ &= k\sin SA\cos DSS' \\ &= k\sin\beta\cos AM. \end{aligned}$$

由上列两式得

$$\frac{x^2}{k^2}+\frac{y^2}{k^2\sin^2\beta}=1 \tag{13.39}$$

这是一个椭圆方程，是恒星因周年光行差引起的视方向在天球上描绘的轨迹，也就是光行差椭圆。由(13.39)式可见，当恒星位于黄极时($\beta=90^\circ$)，其轨迹为一圆；而位于黄道上时($\beta=0^\circ$)，则退化为直线。布拉德雷的观测结果与此完全一致。

2．周年光行差对恒星赤道坐标的影响　整个讨论过程和计算恒星周年视差的影响类似。将恒星和周年光行差向点都投影到

一个日心天球上，如图 13.12 所示。图中，P 为北天极，QQ' 和 EE' 分别为赤道和黄道；S 为恒星，其赤经、赤纬为 α，δ；A 为向点。根据光行差位移的原理，可以求出受周年光行差影响后恒星 S' 的位置；令其赤经、赤纬为 α'，δ'。则有 $\angle SPS' = -(\alpha' - \alpha)$，$PS = 90^\circ - \delta$，$PS' = 90^\circ - \delta'$。解窄球面三角形 PSS' 得

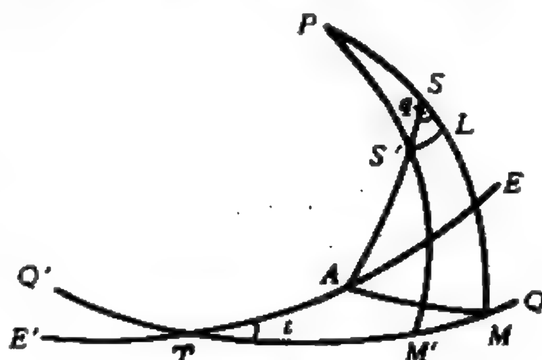


图 13.12　周年光行差对恒星赤道坐标的影响

$$\begin{cases} (\alpha' - \alpha)\cos\delta = -SS'\sin PSS', \\ \delta' - \delta = SS'\cos PSS'. \end{cases} \tag{13.40}$$

由(13.37)式得

$$SS' = k\sin SA. \tag{13.41}$$

(13.41)式代入(13.40)式得

$$\begin{cases} (\alpha' - \alpha)\cos\delta = -k\sin SA\sin PSS', \\ \delta' - \delta = k\sin SA\cos PSS'. \end{cases} \tag{13.41}$$

对球面三角形 SAM 应用正弦公式和五元素公式可得

$$\begin{cases} \sin SA\sin ASM = \sin AM\sin SMA, \\ \sin SA\cos ASM = \cos AM\sin SM \\ \qquad\qquad - \sin AM\cos SM\cos SMA, \end{cases}$$

再由球面三角形ΥAM，并利用(13.38)式得

$$\begin{cases} \cos AM = \cos\alpha\sin\lambda_\odot - \sin\alpha\cos\lambda_\odot\cos\varepsilon, \\ \sin AM\sin\Upsilon MA = -\cos\lambda_\odot\sin\varepsilon, \\ \sin AM\cos\Upsilon MA = \sin\alpha\sin\lambda_\odot + \cos\alpha\cos\lambda_\odot\cos\varepsilon, \end{cases}$$

式中 ε 为黄赤交角。但从图 13.12 可见

$$\angle SMA + \angle\Upsilon MA = 90^\circ,$$

则有

$$\begin{cases}\sin SA\sin ASM=\sin\alpha\sin\lambda_{\odot}+\cos\alpha\cos\lambda_{\odot}\cos\varepsilon,\\ \sin SA\cos ASM=(\cos\alpha\sin\lambda_{\odot}-\sin\alpha\cos\lambda_{\odot}\cos\varepsilon)\sin\delta\\ \qquad +\cos\lambda_{\odot}\sin\varepsilon\cos\delta,\end{cases}$$

将此式代入(13.41)式，注意到 $\angle PSS'=180°-\angle ASM$，最后得

$$\begin{cases}(\alpha'-\alpha)\cos\delta=-k\sin\alpha\sin\lambda_{\odot}-k\cos\alpha\cos\lambda_{\odot}\cos\varepsilon,\\ \delta'-\delta=-k\cos\alpha\sin\lambda_{\odot}\sin\delta+k\sin\alpha\cos\lambda_{\odot}\cos\varepsilon\sin\delta\\ \qquad -k\cos\lambda_{\odot}\sin\varepsilon\cos\delta.\end{cases} \tag{13.42}$$

上式还可改写为

$$\begin{cases}\alpha'-\alpha=-k\cos\lambda_{\odot}\cos\varepsilon\cos\alpha\sec\delta-k\sin\lambda_{\odot}\sin\alpha\sec\delta,\\ \delta'-\delta=-k\cos\lambda_{\odot}\cos\varepsilon(\operatorname{tg}\varepsilon\cos\delta-\sin\alpha\sin\delta)\\ \qquad -k\sin\lambda_{\odot}\cos\alpha\sin\delta.\end{cases} \tag{13.43}$$

与计算周年视差的影响时一样，引入辅助量 c, d, c', d'，即

$$\begin{cases}c=\frac{1}{15}\cos\alpha\sec\delta, \quad c'=\operatorname{tg}\varepsilon\cos\delta-\sin\alpha\sin\delta,\\ d=\frac{1}{15}\sin\alpha\sec\delta, \quad d'=\cos\alpha\sin\delta;\end{cases} \tag{13.44}$$

并引入符号

$$\begin{cases}C=-k\cos\lambda_{\odot}\cos\varepsilon,\\ D=-k\sin\lambda_{\odot},\end{cases} \tag{13.45}$$

代入(13.43)式可得

$$\begin{cases}(\alpha'-\alpha)^{s}=Cc+Dd,\\ (\delta'-\delta)''=Cc'+Dd'.\end{cases} \tag{13.46}$$

由(13.45)式可知，C 和 D 与太阳的位置有关，而与恒星的位置无关；反之，c，d，c'，d' 则仅与恒星的位置有关。

也可以用另一套符号简化(13.43)式，令

$$\begin{cases} C=h\sin H, \\ D=h\cos H; \\ i=C\,\mathrm{tg}\,\varepsilon, \end{cases} \tag{13.47}$$

代入(13.43)式，经适当整理后得

$$\begin{aligned} (\alpha'-\alpha)^{s} &= \frac{1}{15}h\sin(H+\alpha)\sec\delta, \\ (\delta'-\delta)'' &= h\cos(H+\alpha)\sin\delta+i\cos\delta. \end{aligned} \tag{13.48}$$

C，D 叫做贝塞耳日数，h，H，i 叫做独立日数，它们分别以日期为引数列于天文年历中。

事实上，按(13.43)式或与其等价的(13.46)或(13.48)式改正光行差后，得到的坐标并不是完全改正了光行差后的真位置，因为计算时把地球公转轨道看作了圆周。如果考虑地球实际轨道是一个椭圆，在计算光行差时计及轨道椭率，那就必须在(13.43)等式中加上含有椭率的项。这些项通常称为周年光行差改正的 E 项。由于地球轨道椭率很小，E 项的影响通常小于 0.03″，而且对于某一恒星来说，E 项变化很小。关于周年光行差的详细计算，读者可参阅《球面天文学》有关章节。

三、周日光行差

地球自转造成的光行差称为周日光行差。地球赤道上的一点，其周日运动的线速度 v_0 等于地球赤道的圆周长除以一恒星日内的平时秒数，即

$$v_0=\frac{2\pi R}{T}.$$

地球赤道半径近似取为 $R=6378$ 千米，$T=86164$ 秒，因此 $v_0=0.464$ 千米/秒。v_0 除以光速 c，得周日光行差常数为

$$k'=\frac{v_0}{c}=0.319''.$$

对于在纬度为 φ 处的观测者来说，其周日运动的角速度和赤道上的点是相同的，但线速度 v 与 v_0 不等，而与其纬度圈的半径 r 成正比，由于 $r=R\cos\varphi$，所以

$$v=v_0\cos\varphi. \tag{13.49}$$

地球自西向东自转，观测者的运动方向总是指向东点。据光行差位移原理可知，在周日光行差的影响下，天体沿着通过天体和东点的大圆向东点位移 $\sigma\sigma'$（图 13.13）且有

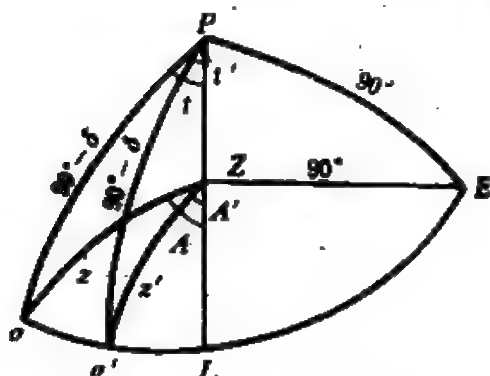


图 13.13　周日光行差对恒星坐标的影响

$$\sigma\sigma'=\frac{v}{c}\sin\sigma E$$
$$=k'\cos\varphi\sin\sigma E. \tag{13.50}$$

容易证明周日光行差位移的轨迹也是一个椭圆，它的半长径等于 $k'\cos\varphi$。

图 13.13 中，P 为北天极，Z 为天顶，E 为东点。σE 是通过天体和东点的大圆，它与子午圈 PZL 交于 L 点。$P\sigma$，$Z\sigma$ 是天体真位置 σ 的赤经圈和地平经圈；$P\sigma'$，$Z\sigma'$ 是天体视位置 σ' 的赤经圈和地平经圈。下面据此来讨论周日光行差对恒星坐标的影响。

1. 周日光行差对恒星地平坐标的影响　在上图的窄球面三角形 $Z\sigma\sigma'$ 中，$Z\sigma=z$，$Z\sigma'=z'$，$\angle\sigma Z\sigma'\doteq A-A'$，则有

$$\begin{cases} z-z'=\sigma\sigma'\cos Z\sigma E, \\ (A-A')\sin z=\sigma\sigma'\sin Z\sigma E. \end{cases} \tag{13.51}$$

将(13.50)式代入上式得

$$\begin{cases} z-z'=k'\cos\varphi\sin\sigma E\cos Z\sigma E, \\ (A-A')\sin z=k'\cos\varphi\sin\sigma E\sin Z\sigma E. \end{cases} \tag{13.52}$$

在球面三角形 $Z\sigma E$ 中，$ZE=90^\circ$，则有

$$\sin\sigma E\cos Z\sigma E=-\cos z\cos(90^\circ+A)=\cos z\sin A,$$

$$\sin\sigma E\sin Z\sigma E=\sin(90^\circ+A)=\cos A.$$

将上列关系代入(13.52)式得

$$\begin{cases} z'-z=-k'\cos\varphi\cos z\sin A, \\ A'-A=-k'\cos\varphi\cos A\csc z. \end{cases} \tag{13.53}$$

这就是周日光行差对恒星地平坐标影响的公式。

2. 周日光行差对恒星赤道坐标的影响　在窄球面三角形 $P\sigma\sigma'$ 中 $P\sigma=90^\circ-\delta$，$P\sigma'=90^\circ-\delta'$，$\angle\sigma P\sigma'=t-t'$，则有

$$\begin{cases} \delta'-\delta=\sigma\sigma'\cos P\sigma E, \\ (t-t')\cos\delta=\sigma\sigma'\sin P\sigma E. \end{cases} \tag{13.54}$$

将(13.50)式代入上式得

$$\begin{cases} \delta'-\delta=k'\cos\varphi\sin\sigma E\cos P\sigma E, \\ (t-t')\cos\delta=k'\cos\varphi\sin\sigma E\sin P\sigma E. \end{cases} \tag{13.55}$$

在球面三角形 $P\sigma E$ 中，又有关系

$$\sin\sigma E\cos P\sigma E=-\sin\delta\cos(90^\circ+t)=\sin\delta\sin t,$$

$$\sin\sigma E\sin P\sigma E=\sin(90^\circ+t)=\cos t.$$

将上列关系代入(13.55)式，并利用关系 $\alpha'-\alpha=t-t'$ 得

$$\begin{cases} (\delta'-\delta)''=k'\cos\varphi\sin\delta\sin t, \\ (\alpha'-\alpha)^s=\dfrac{1}{15}k'\cos\varphi\cos t\sec\delta. \end{cases} \tag{13.56}$$

这就是周日光行差对恒星赤道坐标影响的公式。由此式可知，当恒星过子午圈时($t=0$)，周日光行差对赤纬完全没有影响，而对赤经的影响则为最大；当恒星的时角为 6^h 或 18^h 时，恰好相反。

一般说来，周日光行差的影响是很小的，通常只在观测赤纬较大的恒星，主要是北极星时，才计算这种影响。

太阳系内的天体，由于它们本身的视运动十分显著，光行差对它们位置的影响，应作特别的讨论，读者可参阅《球面天文学》关于行星光行差的内容。

此外，太阳系的空间运动也造成光行差，这称为长期光行差。这一运动包括太阳本动和银河系自转。太阳本动的速度和方向基本上不变，这一部分长期光行差约为13″，只有在研究相对于无本动太阳的问题时，才需要考虑它的影响。在太阳处由于银河系自转而产生的线速度为250千米/秒，由此产生的光行差达100多角秒。虽然它的数值很大，但周期很长，达2.5×10^8年，在数千年中，运动的方向可以看成是不变的。因此，长期光行差对某一恒星位置的影响是常量。但若研究的课题涉及的时间达数十万年以上，这种光行差的影响就同周年光行差相当，必须加以考虑。

§13.4 岁差和章动

读者在§4.5中已经熟悉了由于地球自转轴的进动引起的岁差和章动现象。这里将介绍与这些现象相应的天球上基本点的定量运动以及随之而产生的恒星坐标的改变。在本章前几节的讨论中，都把作为天体位置参考基准的天球坐标系看成是固定不变的。但是，由于地球自转轴在空间的指向和地球公转轨道平面的改变，天极、黄极、赤道、黄道和春分点都有以星空为背景的运动；因而，以它们为基本圈和基本点的赤道坐标系和黄道坐标系就时刻改变着在天球上的位置。显然，即使天体本身不动，表征天体位置的坐标值也在不断地变化着。

一、平天极和真天极

§4.5 中已经介绍，由于地球赤道的隆起部分受日月的附加吸引，北天极绕北黄极沿一个半径为黄赤交角的小圆在约 25800 年中，顺时针向旋转一周。实际天极的运动轨迹不是小圆，而是一条如图 4.22 所示的波纹线。为了便于讨论，把实际天极的运动分解为两种运动：一是一个假想天极绕黄极的小圆运动，这个假想天极称为平天极，常以 P_0 表示；另一是实际天极即真天极 P 绕平天极的椭圆运动（图 13.14）。平天极的这种运动就是日月岁差，真天极的这种运动就是章动。

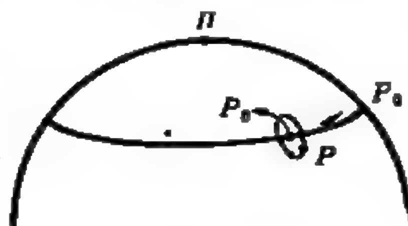


图 13.14 平天极和真天极的运动

章动椭圆的中心是平天极，椭圆的长轴在 ΠP_0 方向，大小约 18″，短轴在平天极的运动方向上，大小约 13″；真天极在椭圆上顺时针向（从天球外面看）运动，周期约 18.6 年。实际上真天极绕平天极的运动是很多不同周期运动的合成，其轨迹要比椭圆复杂得多。以上所举仅是其中振幅最大的一项，常称这一项为主章动项。真天极一面绕平天极作章动运动，一面随同平天极作日月岁差运动，两种运动的合成就是真天极在天球上相对于黄极的实际运动。

与某一瞬间的平天极对应的天赤道是该瞬间的平赤道，同一瞬间的黄道与平赤道的升交点叫做平春分点。相应地，与某一瞬间的真天极对应的天赤道是该瞬间的真赤道，同一瞬间的黄道与真赤道的升交点叫做真春分点。

二、日月岁差和行星岁差

岁差现象按产生的不同原因和各自造成的效应区分，有日月

岁差和行星岁差两种。日月岁差的起因和效应已在§4.5中说明。行星岁差的起因是其他行星对地球公转运动的摄动，从而引起黄道平面缓慢、持续的运动。

1. 日月岁差 图13.15中，设 P_0, Υ_0, Q_0Q_0' 为 t 时的平北极、平春分点和平赤道；Π，EE' 为该瞬间的北黄极和黄道。由于日月岁差，平天极每时每刻都在沿着以 Π 为圆心，以 ΠP_0 即黄赤交角 ε 为半径的小圆运动。其运动的方向是在垂直于 ΠP_0 的切线方向，也就是说平天极的运动总是指向该瞬间的平春分点 Υ_0 的方向。这样，到了另一个瞬间 t_1 时，平天极、平赤道位移至 P_0' 和 Q_1Q_1'；平春分点则沿黄道位移至 Υ_0'。平春分点的位移方向正好与太阳周年视运动的方向相反，因此也称为春分点的西退。

图13.15 日月岁差

平天极运动的线速度是以在单位时间内平天极在大圆弧 $P_0\Upsilon_0$ 上的位移来计量的，表示为 n，据《中国天文年历》所载，有

$$n=2004.3109''-0.85330''T-0.000217''T^2. \qquad (13.57)$$

n 以及本节中各速度量的单位都是角秒/世纪。上式中 T 为从 $J2000.0=2000$ 年1月1.5日起算的儒略世纪数。设 T 对应的瞬间的儒略日为 $J.D.$，则 T 由下式算得

$$T=\frac{J.D.-2451545.0}{36525}. \qquad (13.58)$$

不难算得平天极绕黄道的角速度

$$\psi'=\frac{n}{\sin\varepsilon}=5038.77844''+0.49263''T-0.000124''T^2, \qquad (13.59)$$

这也就是平春分点在黄道上的运动速度。显然，由于春分点的西

退，所有天体的黄经将以同样的速度增加，故 ψ' 又称黄经日月岁差。日月岁差并不改变黄道的位置，所以天体的黄纬不因日月岁差改变。

日月岁差使赤道、春分点不断改变位置，天体的赤经和赤纬因而不断变化。将平春分点沿黄道的运动在赤道坐标系中分解为沿着赤道（弧 $\Upsilon_0'K=\Upsilon_0M$）和垂直于赤道（弧 Υ_0K）两个方向的分量，它们分别为 $\psi'\cos\varepsilon$ 和 $\psi'\sin\varepsilon=n$。前一分量使所有天体的赤经以同样的速度增加，故 $\psi'\cos\varepsilon$ 称为赤经日月岁差。后一分量使所有天体的赤纬变化，故 n 又称为赤纬日月岁差。

2. 行星岁差　由于行星岁差，黄极也不是固定不变的。任意瞬间黄极的运动方向是在与连接该瞬间的北黄极 Π 和平北天极 P_0 的大圆 ΠP_0 以西与它成 N 角的大圆弧上（图 13.16），

$$N=5°7'25.018''-3289.4789''\,T-0.60622''\,T^2; \quad (13.60)$$

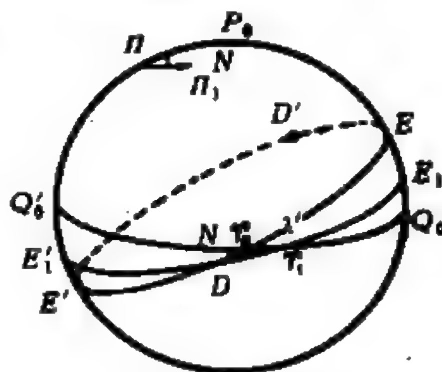


图 13.16　行星岁差

其速度是

$$\pi=47.0029''-0.06603''\,T+0.000598''\,T^2. \quad (13.61)$$

黄极的这种运动引起黄道平面绕着某一瞬时旋转轴而旋转。瞬时旋转轴近春分点的一端 D 和春分点 Υ_0 之间的距离 $D\Upsilon_0$ 就等于 N 角。

由于黄道的运动，平春分点沿平赤道由 Υ_0 移动到 Υ_1，方向与赤经增加的方向相同，其速度为

$$\lambda'=10.5526''-1.88623''\,T+0.000096''\,T^2. \quad (13.62)$$

行星岁差使天体的赤经以速度 λ' 减小，故 λ' 称为赤经行星岁差。行星岁差只引起黄道的运动，并不改变赤道的位置，所以天体的

赤纬不受行星岁差的影响。

行星岁差使黄道、春分点不断改变位置，天体的黄经和黄纬不断变化。λ' 在黄道上的投影 $\lambda'\cos\varepsilon$ 称为黄经行星岁差。行星岁差还使黄赤交角发生变化，瞬间 T 时的平黄赤交角的值为

$$\varepsilon=23^\circ 26'21.448''-46.8150''T-0.00059''T^2 +0.001813''T^3. \quad (13.63)$$

3．春分点的运动　在日月岁差和行星岁差的综合作用下，春分点相对于天球上的固定目标运动着。参阅图 13.17，图中 EE'、Q_0Q_0'、Υ_0 为 t 时的黄道、平赤道和平春分点；E_1E_1'、Q_1Q_1'、Υ_1 为 t_1 时的相应圈点。设 t 时的黄道 EE' 与 t_1 时的赤道 Q_1Q_1' 交于 Υ_0'。

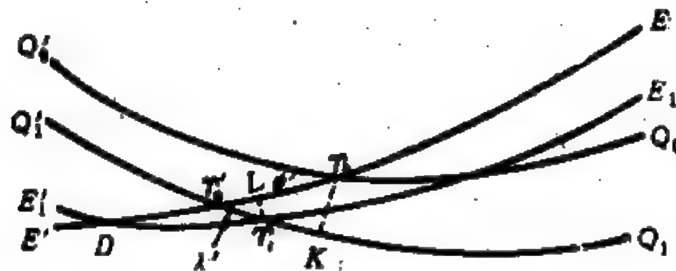


图 13.17　春分点的运动

作 Υ_1L 垂直于 EE'，L 即 Υ_1 在 EE' 上之投影。根据前述，并取 t_1-t 为单位时间间隔，就有 $\Upsilon_0\Upsilon_0'=\psi'$，$\Upsilon_0'\Upsilon_1=\lambda'$，则 $\Upsilon_0'L$ 就是黄经行星岁差 $\lambda'\cos\varepsilon$。因此，在日月岁差和行星岁差的综合作用下，平春分点在黄道上的运动速度为

$$l=\psi'-\lambda'\cos\varepsilon, \quad (13.64)$$

l 称为黄经总岁差，其大小为

$$l=5029.0966''+2.22226''T-0.0000427''T^2. \quad (13.65)$$

作 Υ_0K 垂直于 Q_1Q_1'，则 $\Upsilon_0'K$ 就是赤经日月岁差 $\psi'\cos\varepsilon$。因此，在日月岁差和行星岁差的综合作用下，平春分点在赤道上

的运动速度为

$$m=\psi'\cos\epsilon-\lambda', \tag{13.66}$$

m 称为赤经总岁差，其值为

$$m=307.49575^{s}+0.186208^{s}T-0.0000185^{s}T^{2}. \tag{13.67}$$

从(13.65)式可见，在岁差的影响下，平春分点每年在黄道上西退约 50.3″。太阳连续两次过春分点的时间间隔是一回归年(365.2422 日)，而太阳连续两次过黄道上固定点的时间间隔是一恒星年(365.2564 日)，两者之差正是春分点的运动所致。岁差之名即由此而来。公元前二世纪，古希腊天文学家喜帕恰斯在比较 150 年间的恒星位置时，发现恒星的黄经有显著改变，而黄纬变化则不明显。他认为这是春分点沿黄道西退所造成的，并在公元前 125 年推算出春分点每百年西移 1°。这是岁差现象的最早发现。公元 335 年，我国晋代天文学家虞喜，根据对冬至日恒星的中天观测，独立地发现了岁差，并测算出冬至点每 50 年在黄道上西移 1°。

三、岁差对恒星坐标的影响

由于天球坐标系的基本平面(赤道面)和计量起点(春分点)的变化，恒星坐标也在时刻变化着。因此问题就归结为已知恒星相对于 t_0 时刻的平赤道和平春分点的平赤道坐标(α_0，δ_0)，求此恒星相对于 t_1 时刻的平赤道和平春分点的平赤道坐标(α_1，δ_1)。恒星坐标是时间的函数，可以表示为

$$\alpha_0=\alpha(t_0),\quad \delta_0=\delta(t_0)$$

以及

$$\alpha_1=\alpha(t_1),\quad \delta_1=\delta(t_1).$$

当 t_1-t_0 不大，且 δ 不接近于 90° 时，也就是恒星的坐标 α 和 δ 变化不大时，$\alpha_1-\alpha_0$ 和 $\delta_1-\delta_0$ 可据泰勒级数展开为

$$\begin{cases} \alpha_1-\alpha_0=(t_1-t_0)\dfrac{d\alpha}{dt}+\dfrac{1}{2}(t_1-t_0)^2\dfrac{d^2\alpha}{dt^2} \\ \qquad +\dfrac{1}{6}(t_1-t_0)^3\dfrac{d^3\alpha}{dt^3}+\cdots, \\ \delta_1-\delta_0=(t_1-t_0)\dfrac{d\delta}{dt}+\dfrac{1}{2}(t_1-t_0)^2\dfrac{d^2\delta}{dt^2} \\ \qquad +\dfrac{1}{6}(t_1-t_0)^3\dfrac{d^3\delta}{dt^3}+\cdots \end{cases} \tag{13.68}$$

只要推导出各阶导数的表达式，就可用上式计算岁差对恒星赤道坐标的影响。先推导 $\dfrac{d\alpha}{dt}$ 和 $\dfrac{d\delta}{dt}$ 的表达式。

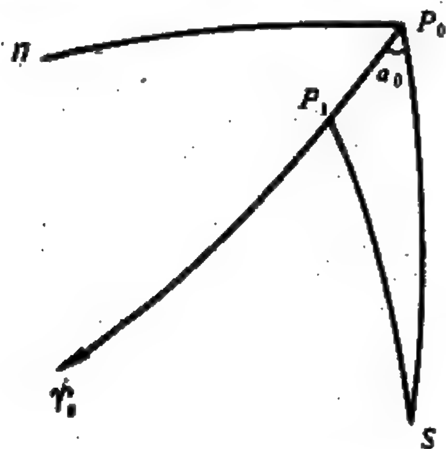


图 13.18 $\dfrac{d\delta}{dt}$ 的推导

由于 $\dfrac{d\delta}{dt}$ 只取决于天极的运动，而与黄极的运动无关，所以在推导 $\dfrac{d\delta}{dt}$ 的表达式时不必计及黄极的运动。图 13.18 中，S 为恒星的位置，Π 和 P_0 为瞬间 t_0 黄极和平天极的位置。经过无限小的时间间隔 dt 以后，平天极运动到 P_1 的位置。因此有

$$P_0P_1=n\,dt, \tag{13.69}$$

式中 n 为赤纬日月岁差。P_0P_1 为一无限小的弧段，在窄球面三角形 P_0P_1S 中 $P_0S=90^\circ-\delta_0$，$P_1S=90^\circ-\delta_1$，则有

$$\delta_1-\delta=P_0P_1\cos\alpha_0.$$

将(13.69)式代入上式，并以无限小量 $d\delta$ 表示 $\delta_1-\delta$，则有

$$d\delta=n\,dt\cos\alpha_0. \tag{13.70}$$

当 dt 趋近于零时就可以得到(为简明起见略去 α_0 的下标)

$$\frac{d\delta}{dt}=n\cos\alpha. \tag{13.71}$$

$\frac{d\alpha}{dt}$ 由两部分构成：(1)正如在推导赤经总岁差时所见，平春分点在赤道上的速度为 m，方向向西，因此所有恒星的赤经以 m 的速度增加着，设这一速度为 $\frac{d\alpha_1}{dt}$，m 既包含了日月岁差，也包含了行星岁差；(2)由于平天极向着平春分点运动，赤经圈在天球上的位置同时发生着变化，设这一变化速度为 $\frac{d\alpha_2}{dt}$，这种变化随恒星而异。现在来求恒星赤经因赤经圈改变引起的变化。

图 13.19 中 P_0P_1 是在时间 dt 内平天极的无限小变化；大圆弧 A_0A_0' 和 A_1A_1' 依次为在无限接近的两个瞬间 t_0 和 t_1 的平赤道的一部分，这两个平赤道是无限接近的。P_0SD_0 和 P_1SD_1 依次为这两个瞬间的赤经圈，它们分别垂直于同一瞬间的平赤道。由于 A_0A_0' 无限接近于 A_1A_1'，弧 D_0B 和弧 CD_1 的差是二阶小量；若只准确到一阶量，则可认为 $D_0B = CD_1$ 就是恒星的因赤经圈改变引起的赤经变化。

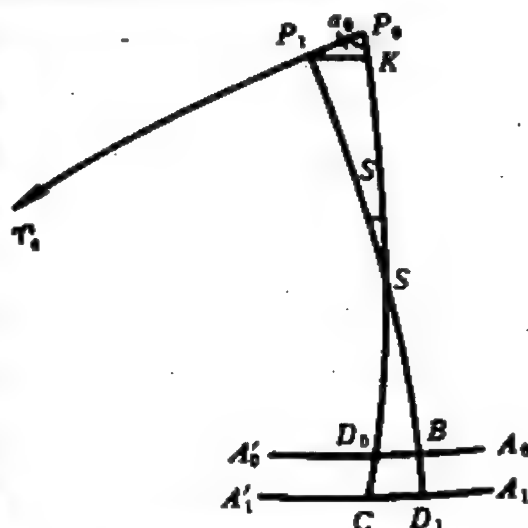


图 13.19　dt 时间内恒星赤经圈的改变

在窄球面三角形 P_1SP_0 中，作 P_1K 垂直于 P_0S，并令 $\angle P_1SP_0 = S$，有

$$P_1K = P_0P_1 \sin\alpha_0 = \sin P_1SP_0 \sin P_1S \simeq S\cos\delta_1, \tag{13.72}$$

而由球面三角形 D_0SB 得

$$D_0B = S\sin SD_0 = S\sin\delta_0.$$

由(13.72)式和上式易得

$$D_0B=P_0P_1\sin\alpha_0\frac{\sin\delta_0}{\cos\delta_1}. \qquad (13.73)$$

将(13.69)式代入上式，在三角函数式内可取 $\delta_0=\delta_1$，则得

$$d\alpha_2=D_0B=ndt\sin\alpha_0\operatorname{tg}\delta_0. \qquad (13.74)$$

当 dt 趋近于零时，就可得到 D_0 点沿赤道的位移速度，即 $\frac{d\alpha_2}{dt}$，等于 $n\sin\alpha_0\operatorname{tg}\delta_0$。把它与赤经总岁差相加得到

$$\frac{d\alpha}{dt}=m+n\sin\alpha\operatorname{tg}\delta. \qquad (13.75)$$

(13.71)和(13.75)式就是所要求的结果。将这两式求时间的导数，就得

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2}=\frac{dm}{dt}+\frac{1}{2}n^2\sin2\alpha+\left(\frac{dn}{dt}\sin\alpha+mn\cos\alpha\right)\operatorname{tg}\delta+n^2\sin2\alpha\operatorname{tg}^2\delta, \qquad (13.76)$$

$$\frac{d^2\delta}{dt^2}=\frac{dn}{dt}\cos\alpha-mn\sin\alpha-n^2\sin^2\alpha\operatorname{tg}\delta. \qquad (13.77)$$

若要求(13.68)式准确到 0.01″，时间间隔 t_1-t_0 不超过一年时，可只取到一次项；而时间间隔不超过 25 年时，也只需要取到二次项。

四、章动

真天极绕平天极的运动定义为章动。它本质上是地球自转轴空间运动的一部分，由许多不同周期的运动合成。主章动项与月亮轨道升交点黄经有关，周期是18.6年，其他项是太阳和月亮的平黄经、平近点角以及月亮轨道升交点黄经的组合。主章动项椭圆半长径是 9.2025″(对于 J2000 历元，见 § 13.5)这个值叫做章动常数。

图 13.20 中，设 Π，P_0，P 分别为某一瞬间的北黄极、平天

极和真天极，Υ_0, Υ 为平春分点和真春分点。平赤道和黄道的夹角 ε_0 称为平黄赤交角，真赤道和黄道的夹角 ε 称为真黄赤交角。伴随着真天极绕平天极的周期运动，真春分点相对于平春分点，真赤道相对于平赤道作相应的运动，黄赤交角也有周期性的变化。令 $\Delta\psi$ 表示自真春分点起计量的平春分点的黄经，即 $\Upsilon\Upsilon_0$（等于 $\angle P\Pi P_0$）。$\Delta\varepsilon=\varepsilon-\varepsilon_0$，则 $\Delta\psi$，$\Delta\varepsilon$ 的变化直接反映了真天极相对于平天极的运动。因此，就能以这两个量表征真天极的章动。$\Delta\psi$ 叫做黄经章动，$\Delta\varepsilon$ 叫做交角章动。

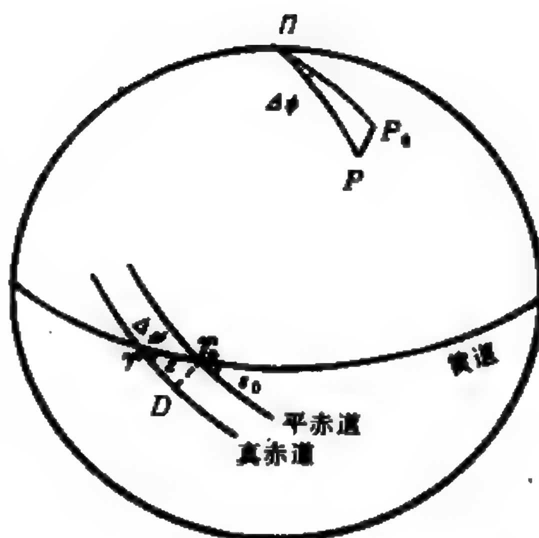


图 13.20 真天极对于平天极的运动

1984 年以前计算章动是依据美国天文学家伍拉德(E. W. Woolard)在 1953 年建立的章动理论，这个理论的基础是刚体地球模型，章动常数取的是经验值，与其他天文常数不相一致。1984 年起章动依据瓦尔(J. Wahr)和木下宙(H. Kinoshita)得出的"1980IAU 章动理论"计算，其展开式包括周期自 4.7 日至6798.4 日的、系数大于 0.0001"的各项，有黄经章动和交角章动各 106 项。下面列出其中主要的几项

$$\left\{\begin{aligned}\Delta\psi=&-(17.1996''+0.01742''T)\sin\Omega\\&+(0.2062''+0.00002''T)\sin2\Omega\\&-(1.3187''+0.00016T)\sin2L+\cdots\\\Delta\varepsilon=&-(9.2025''+0.00089''T)\cos\Omega\\&-(0.0895''-0.00005''T)\cos2\Omega\\&+(0.5736''-0.00031''T)\cos2L+\cdots\end{aligned}\right.\qquad(13.78)$$

式中，Ω 为白道升交点的平黄经，自瞬时平春分点起量，L 为太阳几何平黄经。

实际应用中，把所有章动项分为长周期项和短周期项两种，以周期 35 天为分界。短周期项以 $d\psi$，$d\varepsilon$ 表示。

如果仅仅取(13.78)式的首项，即主章动项来表示章动，显而易见真天极的运动轨迹是一个椭圆(图 13.21)。由于椭圆很小，可以把这部分球面图形作为平面图形处理。椭圆的中心为平天极 P_0。以 P_0 为原点，作一直角坐标系，取 $P_0\Upsilon_0$ 为 x 轴的正向，$P_0\Pi$ 为 y 轴的负向。章动椭圆的长轴和短轴分别在 y 轴和 x 轴上。

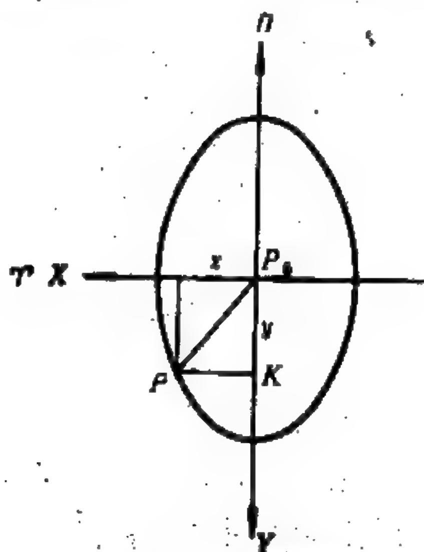


图 13.21 章动椭圆

真天极 P 对于平天极的运动可以用它在这个坐标系中的坐标来表示。当 P 点的 y 坐标变化时，天极与黄极的距离改变了，即黄赤交角 ε 发生变化，就有 $y=\Delta\varepsilon$。P 点的 x 坐标可以从窄球面三角形 $P\Pi K$ 中求出，其中 $PK=x$，$\angle P\Pi K=\Delta\psi$，$\Pi K=\varepsilon$，有 $x=\Delta\psi\sin\varepsilon$。

自真春分点起计量的平春分点的赤经叫做赤经章动。在图 13.20 中，作 Υ_0 在真赤道系中的赤经圈 $P\Upsilon_0D$，因 $\Upsilon\Upsilon_0=\Delta\psi$ 是

小于 20″ 的量，$\Upsilon_0\Upsilon D$ 可看作为平面三角形，所以 $\Upsilon D=\Delta\psi\cos\varepsilon$。这就是赤经章动，也就是黄经章动在真赤道上的投影。在《中国天文年历》的"世界时和恒星时表"中，给出了每天世界时 0^h 的赤经章动。

五、章动对恒星坐标的影响

由真天极和真春分点决定的恒星坐标称为真坐标或真位置；由平天极和平春分点决定的恒星坐标称为平坐标或平位置。讨论章动对恒星坐标的影响，也就是求恒星的平位置和真位置之间的换算。

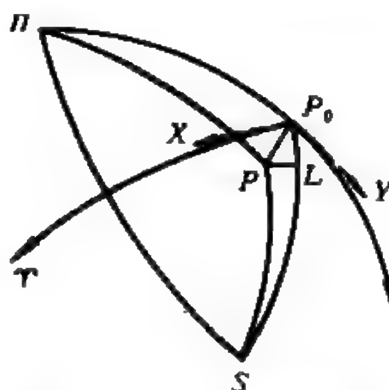


图 13.22　章动对恒星坐标的影响

图 13.22 中，Π，P_0 和 P 是某一瞬间的黄极、平天极和真天极，令恒星 S 的平赤道坐标为 α_0，δ_0，相应的真坐标为 α，δ，则有 $PS=90°-\delta$，$P_0S=90°-\delta_0$，P_0S 和 x 轴间夹角为 α_0。令 P_0P 与 x 轴的夹角为 ξ，由于 P_0P 是微量，则在窄球面三角形 SP_0P 中有

$$\begin{aligned}\delta-\delta_0&=P_0P\cos SP_0P=P_0P\cos(\alpha_0-\xi)\\&=P_0P\cos\xi\cos\alpha_0+P_0P\sin\xi\sin\alpha_0\\&=x\cos\alpha_0+y\sin\alpha_0.\end{aligned}$$

将由 $\Delta\psi$ 和 $\Delta\varepsilon$ 表示的 x，y 代入上式得

$$\delta-\delta_0=\Delta\psi\sin\varepsilon\cos\alpha_0+\Delta\varepsilon\sin\alpha_0. \tag{13.79}$$

这就是章动对赤纬影响的公式。有时将上式中三角函数号内的平赤经用真赤经来代替。

至于章动对赤经的影响，也可分两部分考虑，即(1)由于真春分点对于平春分点的偏离，使所有恒星的赤经发生变化，其值为

赤经章动；(2)由于真天极对于平天极的偏离，天体赤经圈的位置发生改变，这种变化随恒星而异。仿照(13.73)式的推导，易得第二种原因引起的赤经变化为

$$D_0B=P_0P\sin SP_0P\operatorname{tg}\delta_0. \tag{13.80}$$

在上述推导中，以真天极 P 代替了图 13.19 中的平天极 P_1。必须强调指出，要注意 P 和 P_1 的区别：在涉及章动时，P 和 P_0 是在同一瞬间的两个点；在涉及岁差时，P_1 和 P_0 是在不同瞬间的两个点，P_1 是 P_0 运动了 dt 时间后到达的位置。

由(13.80)式易得

$$\begin{aligned}D_0B&=P_0P\sin(\alpha_0-\xi)\operatorname{tg}\delta_0\\&=P_0P\cos\xi\sin\alpha_0\operatorname{tg}\delta_0-P_0P\sin\xi\cos\alpha_0\operatorname{tg}\delta_0\\&=x\sin\alpha_0\operatorname{tg}\delta_0-y\cos\alpha_0\operatorname{tg}\delta_0\\&=\Delta\psi\sin\varepsilon\sin\alpha_0\operatorname{tg}\delta_0-\Delta\varepsilon\cos\alpha_0\operatorname{tg}\delta_0.\end{aligned}$$

将上式与赤经章动相加则得

$$\alpha-\alpha_0=\Delta\psi(\cos\varepsilon+\sin\varepsilon\sin\alpha_0\operatorname{tg}\delta_0)-\Delta\varepsilon\cos\alpha_0\operatorname{tg}\delta_0. \tag{13.81}$$

这就是章动对赤经影响的公式。

习惯上以 $\Delta\psi$，$\Delta\varepsilon$ 代表章动长周期项，以 $d\psi$，$d\varepsilon$ 代表章动短周期项，所以(13.79)和(13.81)式常写成

$$\left\{\begin{aligned}\alpha-\alpha_0&=(\Delta\psi+d\psi)(\cos\varepsilon+\sin\varepsilon\sin\alpha\operatorname{tg}\delta)\\&\quad-(\Delta\varepsilon+d\varepsilon)\operatorname{tg}\delta\cos\alpha,\\\delta-\delta_0&=(\Delta\psi+d\psi)\sin\varepsilon\cos\alpha+(\Delta\varepsilon+d\varepsilon)\sin\alpha.\end{aligned}\right. \tag{13.82}$$

至于计算岁差和章动的准确公式，读者可参阅《球面天文学》。

六、平恒星时和真恒星时

大家知道春分点在某地子午圈连续两次上中天所经过的时间

间隔，称为一恒星日；任意瞬间的恒星时，以该瞬间春分点的时角来量度。既然由于岁差和章动的影响，春分点有缓慢的位置变化，由此而区分为平春分点和真春分点，那么以春分点的周日运动为依据的恒星日和恒星时也就有真恒星日和平恒星日以及真恒星时和平恒星时的区别。任意瞬间的真恒星时 $S_{真}$ 和平恒星时 S 的差就是该瞬间的赤经章动，即有

$$S_{真}=S+\frac{1}{15}(\Delta\psi+d\psi)\cos\varepsilon. \tag{13.83}$$

赤经章动可由天文年历上的表列时刻内插至所求时刻而得。由于它是黄经章动在赤道上的分量，它和黄经章动一样，也包含长周期项和短周期项：长周期项变化在 $\pm1.2^s$ 之间，短周期项变化在 $\pm0.02^s$ 之间。赤经章动的变化是不均匀的，因此真恒星时不是均匀的时间标尺，它只能用来确定时刻，不能用来计量间隔。

事实上，平恒星时也不是均匀的时间标尺。春分点在天球上周日运动的速率是地球自转角速度与春分点位移速度的合成，因此平恒星时 S 的变化可以表示为

$$\frac{dS}{dt}=\omega+m. \tag{13.84}$$

式中 ω 为地球自转角速度，m 为春分点在赤道上的运动速度即赤经总岁差。由(13.67)式知，赤经总岁差并非常数，而包含有时间的一阶项和二阶项。由此可见，即使 ω 是常数(即假定地球自转是均匀的)，平恒星时还会由于岁差而呈现长期变化，所以平恒星时并不是一个均匀的时间计量系统。

例四、求 1986 年 5 月 27 日南京地方真恒星时 $11^h23^m48.965^s$ 相应的地方平恒星时。

本题关键在于求所给瞬间的赤经章动，计算步骤如下：

(1) 计算所给瞬间的世界时时刻 M。

由 $M=(s-\lambda-S_0)(1-\nu)$

$s=11^h23^m49^s$，南京的经度 $\lambda=7^h55^m4^s$，

S_0 为 5 月 27 世界时 0^h 的格林尼治真恒星时，由《中国天文年历》的"世界时和恒星时表"查得

$$S_0=16^h17^m1^s.$$

$$\begin{aligned} s &= 11^h23^m49^s \\ -\lambda &= -7\ 55\ \ 4 \\ -S_0 &= -16\ 17\ \ 1 \\ \hline &\quad\ 11\ 11\ 44 \\ -(s-\lambda-S_0)\nu &= -\quad\ \ 1\ 50 \quad \text{（由《中国天文年历》附表 2 查得）} \\ \hline M &= 11^h\ 9^m\ 54^s \end{aligned}$$

(2) 判断所给瞬间所在的格林尼治日期 d_G，这也就是内插基准日期。设地方日期为 d，则若 $M+\lambda>24^h$，$d_G=d-1$；$M+\lambda<24^h$，$d_G=d$。由上列 M 和 λ 的值可见，本题中 $M+\lambda<24^h$，故 $d_G=d$，即 5 月 27 日。

(3) 求内插因子 n。赤经章动在每天的世界时 0^h 给出，因此内插因子就是将上列世界时时刻 M 化为日的小数，即

$$n=\frac{M}{24^h}=\frac{11^h9^m54^s}{24^h}=0.4625.$$

上式结果可由《中国天文年历》附表 4 以时分秒为引数直接查得。

(4) 求所给瞬间的赤经章动值。由"世界时和恒星时表"见 5 月 27 日前后赤经章动变化的二次差的绝对值 $|\Delta''|\simeq 0.003^s\sim 0.004^s$，对于本题所要求的精度 0.001^s 来说，二次差可以忽略，故只需用线性内插。自此表内查取 5 月 27 日和 5 月 28 日两天的赤经章动，并求出它们的一次差

赤经章动　　Δ'

5 月 27 日　-0.5251^s
$+0.0088^s$
5 月 28 日　-0.5163

作线性内插

$$\begin{array}{r} -0.5251^s \\ n\Delta' = +0.0041 \\ \hline \text{内插值} = -0.521 \end{array}$$

(5) 求所给瞬间的平恒星时。由(13.83)式

$$s = 11^h 23^m 48.965^s - (-0.521^s) = 11^h 23^m 49.486^s。$$

§13.5 恒星位置的归算

许多天体测量的课题是通过观测恒星来测定时间或测定观测地点的经度和纬度。在观测结果的归算中，都要求知道所观测的恒星在观测瞬间的实际位置(即坐标)。恒星位置通常由星表或天文年历查取。由于恒星位置每时每刻都在变化，星表中通常就只列出某一特定瞬间的平位置。实际位置和星表位置之间的差值，包含着影响恒星位置的各种因素，即大气折射、周日视差、周年视差、周日光行差、周年光行差、岁差和章动。考虑到这种种因素的影响，才能将星表位置换算到实际位置，或作相反的换算。这就是恒星位置的计算问题。

一、恒星的各种位置

恒星的位置因所影响的因素不同而可分为观测位置、视位置、真位置、平位置、年首平位置和星表历元平位置等。各种位置的确切含义如下。

观测位置。用天文仪器直接测定并已消除仪器误差的影响后

所得的天体位置。

视位置。观测位置作了大气折射、周日视差和周日光行差改正后所得的地心坐标。它相当于一个位于地心的观测者在没有大气的情况下所见天体的位置。视位置参考于由观测瞬间的真赤道和真春分点所确定的真赤道坐标系。

真位置。视位置作了周年视差和周年光行差改正后所得的日心坐标。它相当于一个位于日心的观测者所见天体的位置，仍参考于观测瞬间的真赤道坐标系。

观测瞬间平位置。真位置作了章动改正后所得的日心坐标。它仍然相当于一个位于日心的观测者所见天体的位置，不过参考于由观测瞬间的平赤道和平春分点所确定的平赤道坐标系。

年首平位置。恒星在某一儒略年首的平赤道和平春分点所确定的平赤道坐标系内的日心坐标。从观测归算的要求来说，要选取观测瞬间所在年的年首以求年首平位置。年首平位置和观测瞬间平位置之差是年首到观测瞬间之间的岁差和恒星在此期间的自行引起的。恒星在不同年首的平位置其差别是各年首之间的岁差和自行。

星表历元平位置。在一本星表中，所有恒星的坐标都是对于同一年的年首平坐标。这一年的年首就称为这本星表的历元。大部分星表都采用公历纪元数为 25 的整倍数的某年年首作为历元，例如 1900.0，1950.0，1975.0，2000.0 等

根据 1976 年国际天文学联合会大会的决议，从 1984 年起，天文年历和新编星表采用新的标准历元 2000 年 1 月 1.5 日，记作 *J*2000.0。这时的儒略日是 *JD*＝2451545.0。某年的儒略年首与标准历元的间隔为儒略年 365.25 日的倍数，例如 1985 年儒略年首在 1 月 0.75 日，记作 *J*1985.0；1986 年儒略年首在 1 月 1.0 日，记作 *J*1986.0 等等。

1984 年以前采用的年首是所谓的贝塞耳假年岁首或称贝塞耳年首，现在仍然可以使用。它的定义是：加了光行差改正后由平春分点起算的平太阳赤经为 18^h40^m 的瞬间。用年份前加符号 B，年份后加.0 表示，例如 1986 年贝塞耳年首在 1 月 0.6424 日，记作 B1986.0。贝塞耳年长可以取 B1900.0(JD=2415020.31352)的回归年长度 365.242198781 日。欲求下一年的贝塞耳年首，可在当年的贝塞耳年首加 365.2422 日得出。例如已知 1986 年的贝塞耳年首，易得 1987 年的贝塞耳年首为 1 月 0.8846 日，记作 B 1987.0 等等。

由此可知，已知儒略日 JD，儒略历元可以表示为

$$J2000.0+(JD-2451545.0)/365.25 \tag{13.85}$$

而贝塞耳历元为

$$B1900.0+(JD-2415020.31352)/365.242198781. \tag{13.86}$$

因此也不难算得同一年的儒略年首和贝塞耳年首之间的时间间隔。

在天体测量工作中，实际观测量常常是恒星过天球上某一特定圆圈的时刻或天顶距，然后在一个地心天球上解天文三角形(即以天极、观测地点的天顶和恒星为顶点的球面三角形)，来决定所求的量。这种情况下，就必须知道恒星的视位置。对于一颗恒星来说，周日视差影响甚微，可以忽略不计；倘若观测量涉及天顶距，则需根据观测时的大气状况(气温、气压等)改正大气折射；周日光行差与观测地点的纬度有关，亦宜单独算出直接在观测量上改正。这样也就将观测量化到地心天球上去了。恒星视位置可从星表历元平位置出发，按下述关系求取

年首平位置=星表历元平位置+岁差+自行，

观测瞬间平位置=年首平位置+岁差+自行，

真位置＝观测瞬间平位置＋章动，

视位置＝真位置＋周年光行差＋周年视差。

实际归算时因周年光行差、周年视差、岁差和章动等改正与观测地点无关，通常把上列后三个式子综合成一式计算，即

视位置＝年首平位置＋岁差＋章动＋周年光行差
　　　　＋周年视差＋自行。

二、由恒星视位置表内插求视位置

《中国天文年历》包含有一个"恒星视位置表"。表中列出了1217颗赤纬在 $\pm 80^\circ$ 之间的恒星的视位置，依赤经的次序排列。每10天给出它们在世界时 0^h 的视位置值。表列日期是儒略日的整数部分能被10整除的。

欲求任意日期观测瞬间的恒星视位置，要由表列值进行内插，主要问题在于求出内插因子 n。为了要求得 n，最好能知道观测时刻大概的世界时 M。由于恒星的视位置变化较慢，M 不需要非常准确。

设在经度为 λ 的地方进行观测，其时为 d 日的地方平时 m，易得相应的世界时 $M=m-\lambda$。观测瞬间所在的格林尼治日期 d_G 则应据 $m-\lambda$ 的符号判别。若 $m-\lambda<0$，则 $d_G=d-1$，且相应地 M 加上 24^h 化为正值；若 $m-\lambda\geqslant 0$，则 $d_G=d$。然后在恒星视位置表中找出在 d_G 日前和它最接近的日期 d_0，这一天就是内插的基准，于是 n 由下式求得

$$n=\frac{1}{10}\left(d_G-d_0+\frac{M}{24^h}\right). \tag{13.87}$$

由《中国天文年历》附表4"化时分秒为日的小数"，以 M 为引数能直接查得 $\frac{M}{24^h}$。求得 n 以后可按贝塞耳内插公式或拉格朗日内插

公式计算观测瞬间的视位置。为方便计算，《中国天文年历》附表10和附表11分别给出贝塞耳内插系数和贝塞耳内插中的二次差订正值；附表12给出拉格朗日三点内插系数。在精度要求不高的情况下，甚至可用线性内插。

如果观测时记录的不是地方平时，而是地方恒星时时刻，则应首先按恒星时化平时的方法求出相应的世界时。如果在恒星于地方子午圈上中天时进行观测，则可取表列就近日期上的视赤经作为观测瞬间的恒星时，进一步再求内插因子。

例五、求1986年10月1日北京时间2^h47^m仙女ξ(ξ And)的视位置。

计算步骤如下。

(1) 计算观测瞬间的世界时M。北京时间是东8区区时，有

$$M=2^h47^m-8^h=18^h47^m.$$

(2) 判断观测瞬间所在的格林尼治日期d_G，并确定内插基准日期d_0。由上可见$m-\lambda<0$，故知d_G为9月30日，由《一九八六年中国天文年历》的"恒星视位置表"查得d_0为9月27日。

(3) 求内插因子n。由(13.87)式

$$n=\frac{1}{10}(30-27+18^h47^m/24^h)=0.3783.$$

上式中右端第二项由《中国天文年历》附表4以时、分为引数直接查得为0.783。

(4) 求观测瞬间的恒星视位置。可用贝塞耳内插或拉格朗日三点内插，在精度要求不高的场合，可用线性内插。分别计算如下。

贝塞耳内插。在非拱极星的情况下，恒星视位置十天变化的三次差$\Delta'''<60$单位(赤经0.001^s，赤纬$0.01''$分别为1单位)，用至二次差即可满足。从"恒星视位置表"内d_0日前一个表列值起查

取α和δ的连续四个表列值，并求出相应的一、二次差

	α	Δ'	Δ''
9月17日	$1^h21^m33.779^s$		
		$+0.196^s$	
9月27日	33.975		-0.045^s
		$+0.151$	
10月7日	34.126		-0.045^s
		$+0.106$	
10月17日	34.232		

	δ	Δ'	Δ''
9月17日	$+45°27'34.57''$		
		$+2.74''$	
9月27日	37.31		$-0.03''$
		$+2.71$	
10月7日	40.02		-0.13
		$+2.58$	
10月17日	42.60		

应用二次贝塞耳内插公式

$$f(t_0+n\omega)=f(t_0)+n\Delta'_{\frac{1}{2}}+B_2(\Delta''_0+\Delta''_1).$$

由《中国天文年历》附表10"贝塞耳内插系数表"以n为引数可查得上式中之B_2；或可由附表11"二次差订正表"以n和$(\Delta''_0+\Delta''_1)$为引数直接查得上式中之$B_2(\Delta''_0+\Delta''_1)$项。

对于α　$\Delta'_{\frac{1}{2}}=+0.151^s$，$(\Delta''_0+\Delta''_1)=-0.090^s$，

对于δ　$\Delta'_{\frac{1}{2}}=+2.71''$，　$(\Delta''_0+\Delta''_1)=-0.16''$，

由附表10查得　$B_2=-0.0588$，

由此得到

		α		δ
		$1^h21^m33.975^s$		$+45°27'37.31''$
$n\Delta'_{\frac{1}{2}}$	+	0.0571	+	1.025
$B_2(\Delta''_0+\Delta''_1)$	+	0.0053	+	0.009
		$\alpha_{插}=1^h21^m34.037^s$；		$\delta_{插}=+45°27'38.34''$.

拉格朗日三点内插。应用拉格朗日三点内插公式

$$f = L_{-1}\times f_{-1} + L_0\times f_0 + L_1\times f_1$$

式中 f_0 为函数的表列基准值，f_{-1} 和 f_1 分别为 f_0 前和后相邻的两个表列值；L_{-1}，L_0 和 L_1 为拉格朗日三点内插公式系数，可以用 n 为引数由《中国天文年历》附表 12"拉格朗日三点内插系数"表查得。

先由"恒星视位置表"查得 9 月 17 日、9 月 27 日和 10 月 7 日赤经和赤纬的各三个表列值，依次为赤经或赤纬的 f_{-1}，f_0 和 f_1；具体值已如前面所列。

再由附表 12 以 $n=0.3783$ 为引数查得

$$L_{-1}=-0.1176,\quad L_0=0.8571,\quad L_1=0.2604.$$

由此得到

		α		δ
		1^h21^m		$+45°27'$
$L_{-1}f_{-1}$	$-$	3.9724^s	$-$	$4.065''$
L_0f_0	$+$	29.1200	$+$	31.978
L_1f_1	$+$	8.8864	$+$	10.421
		$\alpha_{视}=1^h21^m34.034^s$；	$\delta_{视}=+$	$45°27'38.33''$.

注意在上面的运算中，把赤经中三项的共同部分 1^h21^m 和赤纬中三项的共同部分 $45°27'$ 都提在外面，这样可以简化运算。

由于两种内插方法不同，结果有微小差异。

线性内插。如果只要求赤经精确至 0.01^s，相应地赤纬精确至 $0.1''$，则可应用线性内插。这时只需求一次差。易得

		α		δ
		$1^h21^m33.975^s$	$+$	$45°27'37.31''$
$n\Delta'_{\frac{1}{2}}$	$+$	0.057	$+$	1.02
		$\alpha_{视}=1^h21^m34.03^s$；	$\delta_{视}=+$	$45°27'38.33''$.

例六、求 1986 年 10 月 1 日南京地方恒星时 3^h19^m 仙女 ξ (ξ And)的视位置。

计算步骤如下。

(1) 将地方恒星时化为世界时。仿例四的计算步骤(1)，查得这天的 $S_0=0^h37^m44^s$，易得 $M=18^h47^m$。

(2) 判断观测瞬间所在的格林尼治日期 d_G，并确定内插基准日期 d_0。仿例四的计算步骤(2)，由于 $M+\lambda=26^h42^m>24^h$，$d_G=d-1$，即 d_G 为 9 月 30 日，且 d_0 为 9 月 27 日。

以下各步骤同例五。

例七、求 1986 年 10 月 1 日仙女 ξ(ξ And)在南京上中天时的视位置。

(1) 求恒星上中天时的地方恒星时。由《一九八六年中国天文年历》的"恒星视位置表"查得和 10 月 1 日最接近的日期为 9 月 27 日。这一天恒星的赤经近似值为 $1^h21^m34^s$，故可取观测瞬间的地方恒星时为 1^h22^m。

(2) 将地方恒星时化为世界时，得 $M=16^h50^m$。

以下各步骤仿例五。对于内插基准 9 月 27 日世界时 0^h，可求得内插因子 $n=0.3701$。进而用贝塞耳二次内插(或拉格朗日三点内插)求得南京上中天时的视位置

$$\alpha_{视}=1^h21^m34.036^s;\quad \delta_{视}=+45°27'38.32''.$$

此处，在恒星视位置表中没有计及章动短周期项的影响，这是因为章动短周期项的变化较快，对于每 10 天给出一值的恒星视位置，不适宜于用内插法进行计算。为要精确地求取恒星视位置，还要加入章动短周期项的影响，具体的计算方法将在本节的第四部分讨论。

三、由星表历元平位置计算年首平位置

许多恒星的视位置没有在天文年历中刊出，只能根据星表中

给出的星表历元平位置来计算。首先要算出观测历元所在年的年首平位置。

不同瞬间的恒星平位置之间的差别，是岁差和自行造成的。设 α_0，δ_0 为恒星在星表历元 t_0 时的平位置；α'，δ' 为在观测年年首 t' 时的平位置，则根据(13.68)式，取前面三项，并加自行改正后有

$$\begin{cases} \alpha' = \alpha_0 + \mu_\alpha (t' - t_0) + (t' - t_0) \dfrac{d\alpha}{dt} \\ \qquad + \dfrac{(t' - t_0)^2}{2} \dfrac{d^2\alpha}{dt^2} + \dfrac{(t' - t_0)^3}{6} \dfrac{d^3\alpha}{dt^3}, \\ \delta' = \delta_0 + \mu_\delta (t' - t_0) + (t' - t_0) \dfrac{d\delta}{dt} \\ \qquad + \dfrac{(t' - t_0)^2}{2} \dfrac{d^2\delta}{dt^2} + \dfrac{(t' - t_0)^3}{6} \dfrac{d^3\delta}{dt^3}. \end{cases} \tag{13.88}$$

式中 μ_α 和 μ_δ 分别为恒星的赤经周年自行和赤纬周年自行。若取 dt 为一年，则 $\dfrac{d\alpha}{dt}$ 和 $\dfrac{d\delta}{dt}$ 分别为 α 和 δ 的周年岁差。它们和相应的周年自行之和是恒星位置的周年变化，简称年变，记为 AV_α和 AV_δ，即

$$AV_\alpha = \frac{d\alpha}{dt} + \mu_\alpha,$$

$$AV_\delta = \frac{d\delta}{dt} + \mu_\delta.$$

$\dfrac{d^2\alpha}{dt^2}$，$\dfrac{d^2\delta}{dt^2}$ 是周年岁差的变化。岁差的变化很小，一般取100年内的变化列于星表中，称为百年变化或长期变化，记为 SV_α 和 SV_δ，即

$$SV_\alpha = 100 \frac{d^2\alpha}{dt^2},$$

$$SV_\delta=100\frac{d^2\delta}{dt^2}.$$

至于 $\frac{d^3\alpha}{dt^3}$ 和 $\frac{d^3\delta}{dt^3}$ 的值更微不足道，通常把星表中这两项的值扩大一百万倍，并与展式中的系数合并计算后列出，称为第三项，记为 $3_\alpha^d t$，$3_\delta^d t$，即

$$3_\alpha^d t=\frac{100^3}{6}\ \frac{d^3\alpha}{dt^3},$$

$$3_\delta^d t=\frac{100^3}{6}\ \frac{d^3\delta}{dt^3}.$$

于是(13.88)式可改写成下列形式

$$\begin{cases}\alpha'=\alpha_0+(t'-t_0)AV_\alpha+\dfrac{(t'-t_0)^2}{200}SV_\alpha+\left(\dfrac{t'-t_0}{100}\right)^3 3_\alpha^d t,\\ \delta'=\delta_0+(t'-t_0)AV_\delta+\dfrac{(t'-t_0)^2}{200}SV_\delta+\left(\dfrac{t'-t_0}{100}\right)^3 3_\delta^d t.\end{cases}\tag{13.89}$$

每本星表除列出恒星的星表历元平位置外，同时列出该星的年变、长期变化和第三项。

四、由年首平位置计算视位置

由恒星的年首平位置 α'，δ' 计算观测瞬间 t 的视位置，包括下列几个步骤：(1)由年首平位置计算观测瞬间平位置 $\alpha_{平}$，$\delta_{平}$，为此应加年首 t' 到观测瞬间 t 期间的岁差和自行改正；(2)由 $\alpha_{平}$，$\delta_{平}$ 计算观测瞬间真位置 $\alpha_{真}$，$\delta_{真}$，应加章动改正；(3)由 $\alpha_{真}$,$\delta_{真}$计算视位置 α，δ，应加周年光行差和周年视差改正。

令 $\tau=t-t'$，并取年为单位。t 在上半年，t' 取当年年首；t 在下半年，t' 取下一午年首。这样，τ 的采用值恒小于 0.5，计算岁差改正便可只取第一项。上述第一步的公式，据(13.75)和(13.71)式为

$$\begin{cases}\alpha_{平}=\alpha'+(m+n\sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta)\tau+\mu_{\alpha}\tau,\\ \delta_{平}=\delta'+n\cos\alpha\tau+\mu_{\delta}\tau.\end{cases}\tag{13.90}$$

第二步的公式，据(13.82)式为

$$\begin{cases}\alpha_{真}=\alpha_{平}+(\Delta\psi+d\psi)(\cos\varepsilon+\sin\varepsilon\sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta)\\ \qquad-(\Delta\varepsilon+d\varepsilon)\cos\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta,\\ \delta_{真}=\delta_{平}+(\Delta\psi+d\psi)\sin\varepsilon\cos\alpha+(\Delta\varepsilon+d\varepsilon)\sin\alpha.\end{cases}\tag{13.91}$$

第三步的公式，应据(13.32)和(13.46)式列出。事实上，周年视差甚小的恒星，不需加周年视差改正。若周年视差较大，则可把周年视差并入周年光行差一起计算，只需对贝塞耳日数 C 和 D 加修正即成。于是有

$$\begin{cases}\alpha=\alpha_{真}+Cc+Dd,\\ \delta=\delta_{真}+Cc'+Dd'.\end{cases}\tag{13.92}$$

或由(13.48)式

$$\begin{cases}\alpha=\alpha_{真}+\dfrac{1}{15}h\sin(H+\alpha)\sec\delta,\\ \delta=\delta_{真}+h\cos(H+\alpha)\sin\delta+i\cos\delta.\end{cases}\tag{13.93}$$

实际计算时，总是把上述各步骤合并在一起进行，直接由岁首平位置 α'，δ' 算出视位置 α，δ。通常采用两种类型的计算公式。

1．第一种计算公式。将(13.90)式代入(13.91)式中可得

$$\begin{cases}\alpha_{真}=\alpha'+(m+n\sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta)\tau+(\Delta\psi+d\psi)\cos\varepsilon\\ \qquad+(\Delta\psi+d\psi)\sin\varepsilon\sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta\\ \qquad-(\Delta\varepsilon+d\varepsilon)\cos\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta+\mu_{\alpha}\tau,\\ \delta_{真}=\delta'+n\cos\alpha\tau+(\Delta\psi+d\psi)\sin\varepsilon\cos\alpha\\ \qquad+(\Delta\varepsilon+d\varepsilon)\sin\alpha+\mu_{\delta}\tau.\end{cases}\tag{13.94}$$

根据(13.59)和(13.66)式，可将 $\sin\varepsilon$ 和 $\cos\varepsilon$ 分别表示为

$$\sin\varepsilon=\frac{n}{\psi'},\quad \cos\varepsilon=\frac{m+\lambda'}{\psi'},$$

将它们代入(13.94)式中，则得

$$\alpha_{真}=\alpha'+\left(\frac{m}{n}+\sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta\right)n\tau+(\Delta\psi+d\psi)\sin\varepsilon\sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta$$
$$-(\Delta\varepsilon+d\varepsilon)\cos\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta+(\Delta\psi+d\psi)\,\frac{m+\lambda'}{\psi'}+\mu_\alpha\tau.$$

上式经整理后与 $\delta_{真}$ 一起得

$$\begin{cases}\alpha_{真}=\alpha'+[n\tau+(\Delta\psi+d\psi)\sin\varepsilon]\left(\frac{m}{n}+\sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta\right)\\ \qquad -(\Delta\varepsilon+d\varepsilon)\cos\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta+(\Delta\psi+d\psi)\,\frac{\lambda'}{\psi'}+\mu_\alpha\tau,\\ \delta_{真}=\delta'+[n\tau+(\Delta\psi+d\psi)\sin\varepsilon]\cos\alpha\\ \qquad +(\Delta\varepsilon+d\varepsilon)\sin\alpha+\mu_\delta\tau.\end{cases}\tag{13.95}$$

在(13.95)式中，用符号 a，b，a'，b' 表示和恒星坐标有关的因子，用符号 A，B，A'，B' 和 E 表示和时间有关的因子，这些量分别定义为

$$\begin{cases}A=n\tau+\Delta\psi\sin\varepsilon,\\ A'=d\psi\sin\varepsilon,\\ B=-\Delta\varepsilon,\\ B'=-d\varepsilon,\\ E=\frac{\lambda'}{\psi'}(\Delta\psi+d\psi);\end{cases}\qquad \begin{cases}a=\frac{1}{15}\left(\frac{m}{n}+\sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta\right),\\ b=\frac{1}{15}\cos\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta,\\ a'=\cos\alpha,\\ b'=-\sin\alpha.\end{cases}\tag{13.96}$$

将(13.96)式代入(13.95)式，则得下列简单形式

$$\begin{cases}\alpha_{真}=\alpha'+(A+A')a+(B+B')b+E+\mu_\alpha\tau,\\ \delta_{真}=\delta'+(A+A')a'+(B+B')b'+\mu_\delta\tau.\end{cases}\tag{13.97}$$

再将(13.97)式代入(13.92)式，最后可得

$$\begin{cases}\alpha^{s}=\alpha'+(A+A')a+(B+B')b+Cc+Dd+E+\mu_{\alpha}\tau,\\ \delta''=\delta'+(A+A')a'+(B+B')b'+Cc'+Dd'+\mu_{\delta}\tau.\end{cases}$$

(13.98)

这是计算观测瞬间视位置的第一种计算公式，α 的单位是时间单位，δ 的单位是角度单位。式中 A，B，A'，B'，E 和 C，D 一样都称为贝塞耳日数。在《中国天文年历》中，刊有两个贝塞耳日数表，一个以每日的世界时 0^h 为准，另一个以每日的格林尼治恒星时 0^h 为准，列出各个贝塞耳日数以及该日基准时刻的年的小数 τ，τ 在上半年为正值，在下半年为负值。a，b，a'，b' 和 c，d，c'，d' 一样都称为恒星常数，某些星表在给出恒星位置的同时也给出恒星常数值。至于恒星的年自行 μ_{α}，μ_{δ} 也都列出在星表中。

如前所述，在我国天文年历的恒星视位置表中，没有包含章动短周期项的影响。对于精确的计算，应在恒星视位置的内插值上加这项改正，所用公式为

$$\begin{cases}\Delta\alpha^{s}=A'a+B'b,\\ \Delta\delta''=A'a'+B'b'.\end{cases}\qquad(13.99)$$

2．第二种计算公式。这一种计算恒星视位置的公式具有三角函数的形式，顾及 α 采用时间单位，把(13.94)式写为

$$\begin{cases}\alpha_{真}=\alpha'+\frac{1}{15}(A+A')\left(\frac{m}{n}+\sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta\right)\\ \qquad+\frac{1}{15}(B+B')\cos\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta+E+\mu_{\alpha}\tau,\\ \delta_{真}=\delta'+(A+A')\cos\alpha+(B+B')\sin\alpha+\mu_{\delta}\tau.\end{cases}$$

(13.100)

引入另一组符号

$$\begin{cases} f=\frac{1}{15}\frac{m}{n}(A+A')+E=\frac{1}{15}[m\tau+(\Delta\psi+d\psi)\cos\varepsilon], \\ g\cos G=A+A', \\ g\sin G=B+B'. \end{cases} \tag{13.101}$$

将上列符号代入(13.100)式，经整理后得

$$\begin{cases} \alpha_{\text{}}=\alpha'+f+\frac{1}{15}g\sin(G+\alpha)\operatorname{tg}\delta+\mu_\alpha\tau, \\ \delta_{\text{}}=\delta'+g\cos(G+\alpha)+\mu_\delta\tau. \end{cases} \tag{13.102}$$

再将上式代入(13.93)式，得计算观测瞬间恒星视位置的第二种公式

$$\begin{cases} \alpha^s=\alpha'+f+\frac{1}{15}g\sin(G+\alpha)\operatorname{tg}\delta \\ \qquad +\frac{1}{15}h\sin(H+\alpha)\sec\delta+\mu_\alpha\tau, \\ \delta''=\delta'+g\cos(G+\alpha)+h\cos(H+\alpha)\sin\delta \\ \qquad +i\cos\delta+\mu_\delta\tau. \end{cases} \tag{13.103}$$

式中，f，g，G 和 h，H，i 一样称为独立日数。《中国天文年历》中刊有一个“独立日数表”，以每日的世界时 0^h 为准列出各个独立日数以及用于计算章动短周期项改正的独立日数 f'，g'，G'。后三个日数的定义为

$$\begin{cases} f'=\frac{1}{15}d\psi\cos\varepsilon, \\ g'\cos G'=A', \\ g'\sin G'=B'. \end{cases} \tag{13.104}$$

容易导出用它们求章动短周期项的改正为

$$\begin{cases} \Delta\alpha^s=f'+\frac{1}{15}g'\sin(G'+\alpha)\operatorname{tg}\delta, \\ \Delta\delta''=g'\cos(G'+\alpha). \end{cases} \tag{13.105}$$

若已知恒星的恒星常数，或欲求一颗恒星的许多视位置，宜用贝塞耳日数进行计算；否则，以用独立日数较为简便。贝塞耳日数和独立日数都必须由表列基准时刻内插到观测时刻。由于内插是在一天之内进行的，用线性内插足以保证精度。

3. 二阶项订正　对于$|\delta|>60°$的恒星，由(13.98)式或(13.103)式所得的恒星视位置还必须加上二阶项改正，即这两式应分别改为

$$\begin{cases}\alpha^s=\alpha'+(A+A')a+(B+B')b+Cc+Dd \\ \qquad +E+\mu_\alpha\tau+J_\alpha \mathrm{tg}^2\delta, \\ \delta''=\delta'+(A+A')a'+(B+B')b'+Cc'+Dd' \\ \qquad +\mu_\delta\tau+J_\delta \mathrm{tg}\,\delta;\end{cases} \tag{13.106}$$

$$\begin{cases}\alpha^s=\alpha'+f+\frac{1}{15}g\sin(G+\alpha)\mathrm{tg}\,\delta \\ \qquad +\frac{1}{15}h\sin(H+\alpha)\sec\delta+\mu_\alpha\tau+J_\alpha \mathrm{tg}^2\delta, \\ \delta''=\delta'+g\cos(G+\alpha)+h\cos(H+\alpha)\sin\delta \\ \qquad +i\cos\delta+\mu_\delta\tau+J_\delta \mathrm{tg}\,\delta.\end{cases} \tag{13.107}$$

上两式中，J_α和J_δ依次为包含光行差、岁差和章动影响的赤经和赤纬的二阶项改正系数，它们的表达式为

$$\begin{cases}J_\alpha=\frac{1}{15}PQ\sin 1'', \\ J_\delta=-\frac{1}{2}P^2\sin 1'',\end{cases} \tag{13.108}$$

其中

$$\begin{aligned}P&=(A+A'\pm D)\sin\alpha+(B+B'\pm C)\cos\alpha \\ &=g\sin(G+\alpha)\pm h\sin(H+\alpha), \\ Q&=(A+A'\pm D)\cos\alpha-(B+B'\pm C)\sin\alpha \\ &=g\cos(G+\alpha)\pm h\cos(H+\alpha).\end{aligned}$$

上两式中的±号对北纬恒星($\delta>0$)取+号；南纬恒星($\delta<0$)取

一号。

《中国天文年历》中刊有以日期和赤经为引数查取 J_α 和 J_δ 的“二阶项订正系数表”。

精确计算恒星视位置可用直角坐标转换的矩阵方法，读者可参阅《球面天文学》的有关章节。

例八、求 1986 年 6 月 1 日北京夏令时 20^h39^m 牧夫 o(o Boo)的视位置。

计算步骤如下。

1. 由星表历元平位置计算年首平位置　(1)从《全天亮星星表》(南京大学编，1970)查得此星在星表历元 1975.0 的下列值

$$\alpha_{1975.0}=14^h44^m\ 4.382^s,\quad AV_\alpha=+\ 2.8003^s,$$
$$SV_\alpha=+\ 0.0028^s,\quad 3^d_\alpha t=+\ 0.005^s,$$
$$\mu_\alpha=-\ 0.0042^s;$$
$$\delta_{1975.0}=+17°4'9.50'',\quad AV_\delta=-15.179'',$$
$$SV_\delta=+\ 0.274'',\quad 3^d_\delta t=+\ .11'',$$
$$\mu_\delta=-\ 0.058''.$$

(2) 计算 1986.0 的平位置。由于是在上半年，计算当年的年首平位置。用(13.89)式，$t'-t_0=11$，$\frac{(t'-t_0)^2}{200}=0.605$，$\left(\frac{t'-t_0}{100}\right)^3=0.001331$，则有

$$\begin{aligned}
\alpha_{1975.0} &= 14^h44^m\ 4.382^s\\
(t'-t_0)AV_\alpha &= +\ 30.8033\\
\frac{(t'-t_0)^2}{200}SV_\alpha &= +\ 0.0017\\
\left(\frac{t'-t_0}{100}\right)^3 3^d_\alpha t &= \ 0.0000\\
\hline
\alpha_{1986.0} &= 14^h44^m35.187^s,
\end{aligned}$$

$$\delta_{1975.0} = + \quad 17°4'9.50''$$

$$(t'-t_0)AV_\delta = - \quad 166.969$$

$$\frac{(t'-t_0)^2}{200}SV_\delta = + \quad 0.166$$

$$\left(\frac{t'-t_0}{100}\right)^3 3^d_a t = \quad 0.000$$

$$\delta_{1986.0} = + \quad 17°1'22.70''.$$

2. 由年首平位置计算视位置　由于观测时刻按平太阳时给出，宜用世界时 0^h 为准的日数表。

(1) 计算观测瞬间的世界时 M。北京夏令时比北京时间多1小时，因此该瞬间的世界时

$$M = 20^h39^m - 9^h = 11^h39^m.$$

(2) 判断基准日期。若 $m-\lambda \geqslant 0$，基准日期即观测日期，否则应提前一天。本例中基准日期即6月1日。

(3) 求内插因子 n。由《中国天文年历》附表4以 M 为引数查得 $n = 0.4854$。

(4) 求贝塞耳日数的内插值。从《中国天文年历》的"贝塞耳日数(世界时 0^h 为准)表"，查得6月1日和6月2日的表列值，并求一次差和线性内插值。

	τ	Δ	$A+A'$	Δ	$B+B'$	Δ
6月1日	+0.4134	+0.0028	+4.923″	+0.025″	−7.768″	+0.011″
6月2日	+0.4162		+4.948		−7.757″	
内插值	+0.4148		+4.936″		−7.763″	

	C	Δ	D	Δ	E	Δ
6月1日	−6.446″	+0.297″	−18.947″	−0.115″	−0.0012″	0
6月2日	−6.149		−19.062		−0.0012	
内插值	−6.302″		−19.003″		−0.0012″	

(5) 求恒星常数。.根据(13.96)式和(13.44)式进行计算，先求下列各量，式中 α，δ 取 1986.0 的平位置。

$$\frac{m}{n}=2.30093,$$

$$\sin\alpha=-0.657988,$$
$$\cos\alpha=-0.753028,$$
$$\sin\delta=+0.292755,$$
$$\cos\delta=+0.956188,$$
$$\mathrm{tg}\delta=+0.306169,$$
$$\sec\delta=+1.045819,$$
$$\varepsilon=23^\circ 26' 28.00'',$$
$$\mathrm{tg}\varepsilon=+0.433591.$$

然后计算恒星常数

$$a=\frac{1}{15}\left(\frac{m}{n}+\sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta\right)=+0.14055,$$

$$b=\frac{1}{15}\cos\alpha\,\mathrm{tg}\,\delta=-0.01537,$$

$$c=\frac{1}{15}\cos\alpha\sec\delta=-0.05250,$$

$$d=\frac{1}{15}\sin\alpha\sec\delta=-0.04588,$$

$$a'=\cos\alpha=-0.7530,$$
$$b'=-\sin\alpha=+0.6580,$$
$$c'=\mathrm{tg}\,\varepsilon\cos\delta-\sin\alpha\sin\delta=0.6072,$$
$$d'=\cos\alpha\sin\delta=-0.2205.$$

(6) 求恒星视位置。对于 $|\delta|<60^\circ$ 的恒星可不必考虑 J_α, J_δ 的影响，故用(13.103)式计算。将以上几个步骤求得的各量代入式中

$$\begin{aligned}
\alpha_{1986.0} &= 14^h 44^m 35.187^s \\
(A+A')a &= +\quad 0.6938 \\
(B+B')b &= +\quad 0.1193 \\
Cc &= +\quad 0.3309 \\
Dd &= +\quad 0.8719 \\
E &= -\quad 0.0012 \\
\mu_\alpha \tau &= -\quad 0.0017 \\
\hline
\alpha &= 14^h 44^m 37.200^s, \\
\delta_{1986.0} &= +\ 17^\circ 1' 22.70'' \\
(A+A')a' &= -\quad 3.717 \\
(B+B')b' &= -\quad 5.108 \\
Cc' &= -\quad 3.827 \\
Dd' &= +\quad 4.190 \\
\mu_\delta \tau &= -\quad 0.024 \\
\hline
\delta &= +17^\circ 1'\ 14.21''.
\end{aligned}$$

实际上，因为不知道恒星常数，本例宜用独立日数计算。关于使用独立日数的实例在后面再举。

例九、求 1986 年 6 月 1 日南京地方恒星时 $12^h 13^m$ 牧夫ο(o Boo)的视位置。

上例已求出此星 1986.0 的平位置。由于观测时刻以恒星时给出，宜用以格林尼治恒星时 0^h 为准的贝塞耳日数表求视位置。

(1) 计算观测瞬间的格林尼治恒星时

$$S = s - \lambda = 12^h 13^m - 7^h 55^m = 4^h 18^m.$$

(2) 判断内插基准所在的格林尼治日期 d_G。内插基准是格林尼治恒星时 0^h，观测瞬间是在地方恒星时 s，在同一天内的这两个瞬间，哪一个在前，哪一个在后，并不能一目了然，可按图 13.23 所示进行判断。

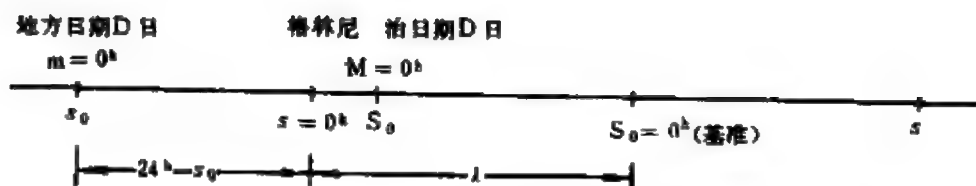


图 13.23 内插基准的判别

图中 $m=0^h$ 表示地方平时 0^h，即地方日期开始的瞬间，相应的地方恒星时为 s_0；$M=0^h$ 表示世界时 0^h，即格林尼治同一日期开始的瞬间，相应的格林尼治恒星时为 S_0。$s=0^h$ 和 $S=0^h$ 分别为同一日期内的地方恒星时 0^h 和格林尼治恒星时 0^h（即内插基准）。显然，问题归结为比较从 s_0 至 s 和从 s_0 至 $S=0^h$ 两段时间间隔的长短。令前一间隔为 Δs，后一间隔为 ΔB，则有

$$\Delta s=s-s_0\simeq S-S_0,$$

s_0 和 S_0 相差很小，一般可以忽略，例如在南京 s_0 比 S_0 小 1^m18^s。S_0 可从《中国天文年历》的“世界时和恒星时”表查取。由于 Δs 是时间间隔，应恒取正值。另一方面有

$$\Delta B=24^h-s_0+\lambda\simeq 24^h-S_0+\lambda.$$

在本例中，查得 6 月 1 日 $S_0=16^h37^m$，则易算得

$$\Delta s=19^h36^m,\ \Delta B=15^h18^m,\ \Delta s>\Delta B.$$

故知观测瞬间在基准之后，这正是图 13.23 所示的情况。因而取基准日期为观测日期，即 6 月 1 日。

另外还有一个方法也可以作上述判别。就是把观测瞬间的地方恒星时时刻化为世界时时刻，然后将此时刻化为日的小数，与“贝塞耳日数表”中相应日期的小数部分相比较，来判断观测瞬间与基准瞬间的先后。本例中不难算得与 s 相应的世界时时刻 $M=11^h39^m=0.485^d$。而 6 月 1 日基准所在瞬间相当于 0.307^d。由此知道观测瞬间在基准瞬间之后。

（3）求内插因子 n。由《中国天文年历》附表 4，以 S 为引数查得 $n=0.1792$。

(4) 求贝塞耳日数的内插值。从《中国天文年历》的"贝塞耳日数(恒星时 0^h 为准)表"查得6月1日和6月2日的表列值，并求一次差和线性内插值。注意这时不必顾及日期上的小数部分。

	τ	Δ	$A+A'$	Δ	$B+B'$	Δ
6月1日	+0.4143	+0.0027	+4.930″	+0.027″	−7.767″	+0.017″
6月2日	+0.4170		+4.957		−7.750	
内插值	+0.4148		+4.935″		−7.764″	

	C	Δ	D	Δ	E	Δ
6月1日	−6.355″	+0.297″	−18.982″	−0.114″	−0.0012″	0
6月2日	−6.058		−19.096		−0.0012″	
内插值	−6.302″		−19.002″		−0.0012″	

以下各步按例八计算，最后得

$$\alpha=14^h44^m37.200^s,$$

$$\delta=+17^\circ 1' 14.21''.$$

例十、求1986年11月10日仙后 ι(ι Cas)在南京上中天时的视位置。

计算步骤如下：

1. 由星表历元平位置计算年首平位置

(1) 从《全天亮星星表》查得此星星表历元1975.0的下列值

$\alpha_{1975.0}=\ 2^h26^m58.990^s$，$AV_\alpha=+4.9814^s$,

$SV_\alpha=+0.1355^s$,　　$3^g_\alpha t=+0.074^s$,

$\mu_\alpha=-0.0023^s$;

$\delta_{1975.0}=+67^\circ 17' 28.49''$，$AV_\delta=+16.074''$,

$SV_\delta=-0.441''$,　　$3^g_\delta t=-0.54''$,

$\mu_\delta=+0.016''$.

(2) 计算1987.0的平位置。由于是在下半年，计算下一年

的年首平位置。用(13.89)式，$t'-t_0=12$，$\frac{(t'-t_0)^2}{200}=0.720$，$\left(\frac{t'-t_0}{100}\right)^3=0.001728$，则有

$$
\begin{aligned}
\alpha_{1975.0} &= \quad 2^h26^m58.990^s \\
(t'-t_0)AV_\alpha &= + \quad 59.7768 \\
\frac{(t'-t_0)^2}{200}SV_\alpha &= + \quad 0.0976 \\
\left(\frac{t'-t_0}{100}\right)^3 3^d_\alpha t &= + \quad 0.0001 \\
\hline
\alpha_{1987.0} &= \quad 2^h27^m58.864^s \\
\delta_{1975.0} &= +67^\circ17'28.49'' \\
(t'-t_0)AV_\delta &= + \quad 192.888 \\
\frac{(t'-t_0)^2}{200}SV_\delta &= - \quad 0.318 \\
\left(\frac{t'-t_0}{100}\right)^3 3^d_\delta t &= - \quad 0.001 \\
\hline
\delta_{1987.0} &= +67^\circ20'41.06''
\end{aligned}
$$

2、由年首平位置计算视位置　由于观测瞬间是恒星上中天，可取这一瞬间的地方恒星时等于1987.0的平赤经，即取 $s=2^h28^m$。本例计算的是单颗恒星的视位置，且恒星常数未知，以用独立日数计算较为简便。独立日数只给出以世界时 0^h 为准的值，内插因子要用世界时计算。

(1) 计算观测瞬间的世界时时刻。将 $s=2^h28^m$ 化为世界时，易得

$$M=14^h55^m.$$

(2) 判断基准日期。由于 $m+\lambda<24^h$，基准日期就是观测日期。

(3) 求内插因子 n。由《中国天文年历》附表4以 M 为引数查得 $n=0.6215$。

(4) 求独立日数的内插值。从《中国天文年历》的“独立日数表”查得 11 月 10 日和 11 月 11 日的表列值，并求一次差和线性内插值。

	τ	Δ	f	Δ	g	Δ
11月10日	-0.1431	$+0.0028$	-0.8475^s	$+0.0046^s$	$10.242''$	$+0.003$
11月11日	-0.1403		-0.8429		10.245	
内插值	-0.1414,		-0.8446,		$10.244''$,	

	G	Δ	h	Δ	H	Δ
11 月 10 日	$15^h49^m34^s$	$+51^s$	$19.944''$	$+0.032''$	$2^h37^m44^s$	-235^s
11 月 11 日	15 50 25		19.976		2 33 49	
内插值	$15^h50^m6^s$,		$19.964''$,		2 35 18,	

	i	Δ
11 月 10 日	$+5.493''$	$-0.106''$
11 月 11 日	$+5.387$	
内插值	$+5.427$.	

(5) 求二次差订正。此星赤纬大于 $+60°$，应计及二次差订正项。从《中国天文年历》的“二阶项订正系数表”以日期和 $\alpha_{1987.0}$ 为引数查得.

	2^h	3^h
11 月 6 日	$+0.000014^s$	$+0.000008^s$
11 月 16 日	$+0.000022$	$+0.000020$

先对于 11 月 10 日纵向内插得

	2^h	3^h
11 月 10 日	$+0.000017$	$+0.000013$

再将 $\alpha_{1987.0}$ 的分秒部分化为时的小数，由《中国天文年历》附表 7 “化分秒为时的小数”查得为 0.466，以此为内插因子作横向内插得 $J_\alpha=+0.000015^s$。

同理得 $J_\delta = -0.0002''$。

(6) 求恒星视位置。根据(10.107)式，式中三角函数内的 α 和 δ 取 1987.0 的年首平位置，先求下列量

$\delta_{1987.0} = +67°20'41''$,　　$\sin\delta = 0.92284$,

$\cos\delta = 0.38519$,　　$\mathrm{tg}\,\delta = 2.39583$,

$\sec\delta = 2.59615$;

$G+\alpha = 18^h18^m5^s$,　　$\sin(G+\alpha) = -0.99688$,

$\cos(G+\alpha) = 0.07882$;

$H+\alpha = 5^h3^m17^s$,　　$\sin(H+\alpha) = 0.96953$,

$\cos(H+\alpha) = 0.24495$.

由此得

$$
\begin{aligned}
\alpha_{1987.0} &= \quad 2^h27^m58.864^s \\
f &= -\qquad 0.8446 \\
\frac{1}{15}g\sin(G+\alpha)\mathrm{tg}\delta &= -\qquad 1.6311 \\
\frac{1}{15}h\sin(H+\alpha)\sec\delta &= +\qquad 3.3500 \\
\mu_\alpha\tau &= +\qquad 0.0003 \\
J_\alpha\mathrm{tg}^2\delta &= +\qquad 0.0001 \\
\hline
\alpha &= \quad 2^h27^m59.739^s
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\delta_{1987.0} &= +67°20'41.06'' \\
g\cos(G+\alpha) &= +\qquad 0.807 \\
h\cos(H+\alpha)\sin\delta &= +\qquad 4.513 \\
i\cos\delta &= +\qquad 2.090 \\
\mu_\delta\tau &= -\qquad 0.002 \\
J_\delta\mathrm{tg}\,\delta &= \qquad 0.000 \\
\hline
\delta &= +67°20'48.47''
\end{aligned}
$$

例十一、求例五中的章动短周期项修正。

应用(13.99)式或(13.105)式，计算步骤如下。

用贝塞耳日数。(1) 求贝塞耳日数的内插值。由《中国天文年历》的"贝塞耳日数(以世界时 0^h 为准)表"，查得 A' 和 B',以此例 $n=0.3783$ 为引数，求观测瞬间的内插值

	A'	Δ	B'	Δ
10 月 1 日	$+0.058''$	$-0.034''$	$-0.063''$	$-0.048''$
10 月 2 日	$+0.024$		-0.101	
内插值	$+0.045''$		$-0.081''$	

(2) 计算章动短周期项改正。用贝塞耳日数计算章动短周期项要用到恒星常数，这可以从《中国天文年历》的"恒星视位置表"中该恒星的最后两行查到。仙女 ξ 的相应值为

$$a=+0.177,\ b=+0.063,$$
$$a'=+0.937,\ b'=-0.348,$$

则有

$$\Delta\alpha=A'a+B'b=0.003^s,$$
$$\Delta\delta=A'a'+B'b'=0.07''.$$

用独立日数。(1) 求独立日数的内插值。由《中国天文年历》的"独立日数表"，查得 f', g' 和 G'，并求观测瞬间的内插值。

	f'	Δ	g'	Δ	G'	Δ
10 月 1 日	0.0089^s	-0.0053^s	$0.086''$	$+0.018''$	20^h50^m	-117^m
10 月 2 日	0.0036		0.104		$18\ 53$	
内插值	0.0069^s,		$0.093''$,		20^h6^m.	

(2) 计算章动短周期项改正。先计算下列值

$$G'+\alpha=21^h28^m,$$
$$\sin(G'+\alpha)=-0.616,$$
$$\cos(G'+\alpha)=0.788.$$

公式中的 tgδ 值可以从《中国天文年历》的“恒星视位置表”中该恒星栏的倒数第三行查得。仙女ξ 的值为 tg$\delta=+1.016$，则有

$$\Delta\alpha=f'+\frac{1}{15}g'\sin(G'+\alpha)\,\mathrm{tg}\,\delta=0.003^{\mathrm{s}},$$

$$\Delta\delta=g'\cos(G'+\alpha)=0.07''.$$

第十四章　恒星位置的测定和基本坐标系的建立

§14.1　子午测定恒星赤道坐标的原理和仪器

一、原理

利用目视方法来测定恒星的赤道坐标α和δ，简便而又切实可行的途径是子午观测，如图14.1所示。在恒星σ中天的一瞬间，将天文望远镜对准恒星。对于上中天的恒星，应有：

$$\alpha = s = T + u, \tag{14.1}$$

$$\delta = \varphi \mp z. \tag{14.2}$$

式中s为中天瞬间的地方恒星时，T为按天文钟记录下来的恒星

图 14.1　子午观测原理图

过子午圈的观测时刻，u 为天文钟的钟差。φ 为观测地点的纬度，z 为恒星中天时的天顶距。在(14.2)式中，如恒星在天顶 Z 以南上中天，应取负号；如在天顶以北上中天，则取正号。

由(14.1)和(14.2)式可知，通过子午观测来测定恒星的赤经时，应记录恒星的中天时刻，并需已知天文钟的钟差；而测定恒星的赤纬时，则需测量恒星中天的天顶距，并应定出观测地点的纬度。

同样地，对于下中天的恒星有：

$$\alpha = s + 12^{h} = T + u + 12^{h}, \tag{14.3}$$

$$\delta = 180^{\circ} - \varphi - z. \tag{14.4}$$

由上两式可知，观测量和已知量与上中天观测的情况完全相同。

二、子午环的构造

在§3.5中，已介绍过子午环这种大型天体测量仪器，它可用来分别测定恒星的赤经和赤纬。

子午环的结构如图 14.2 所示，它由望远镜、水平轴、精密垂

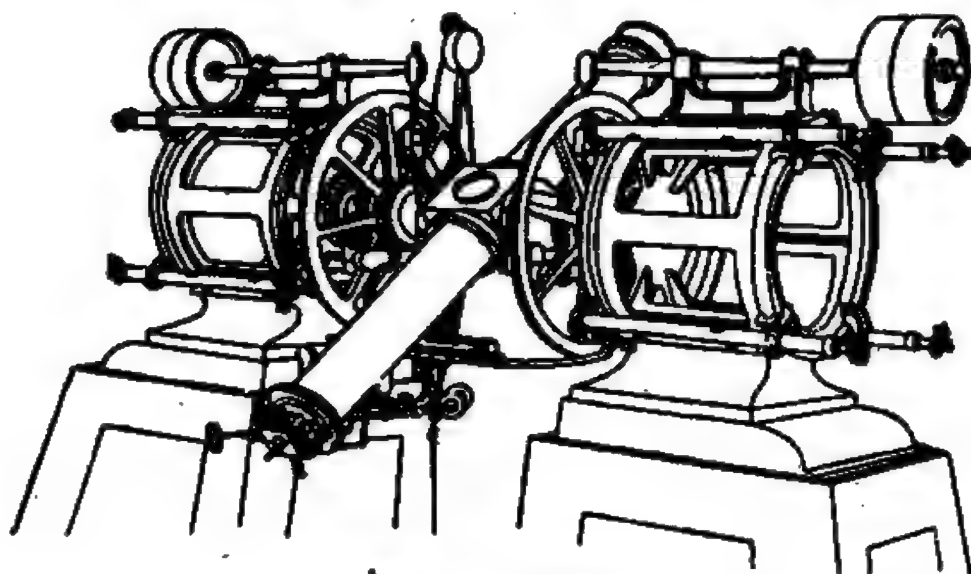


图 14.2 子午环结构图

直度盘等部件组成。安装子午环时，应保证其望远镜能准确地指向天子午圈。通过天文钟来记录恒星的中天时刻，而利用精密度盘能读出恒星的中天天顶距。

子午环的望远镜和水平轴如图 14.3 所示。望远镜与水平轴通过仪器的中央立方体连接在一起。水平轴的两端称为轴颈，用硬合金精密加工成圆柱状，其截面应为严格的圆形，且两轴颈的直径应相等。轴颈躺放在 V 形支架上，支架安装在石头柱子上。安装子午环时，应保证水平轴位于水平面内，并指向东西方向。为讨论方便起见，将两轴颈中心的连线 HH' 取为水平轴。

望远镜的口径一般为 20 厘米左右，焦距约为 2 米。望远镜的

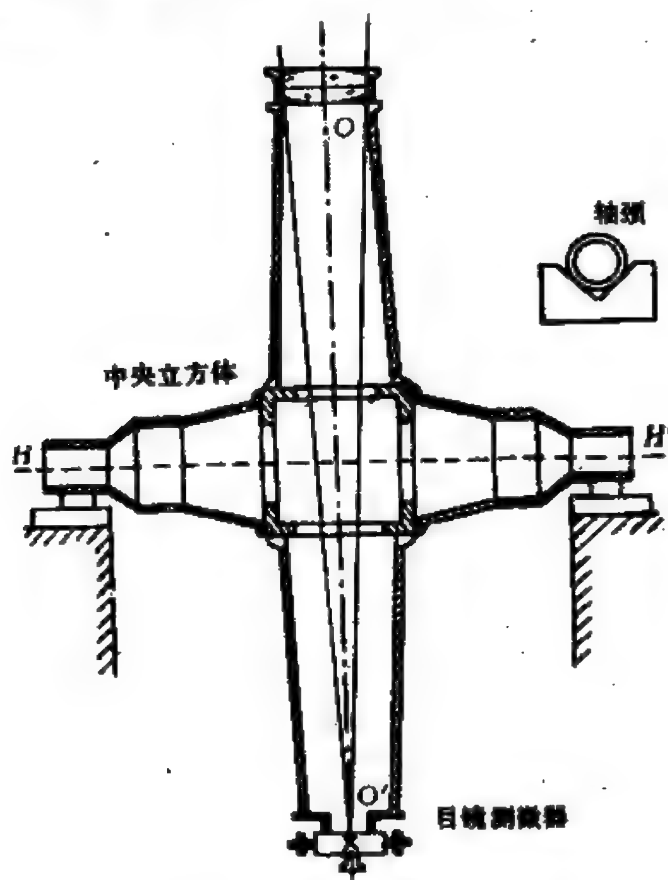


图 14.3　子午环的望远镜和水平轴

目镜端装有目镜测微器(图 14.4)，它有两个测微螺旋，可分别驱动视场内两组相互垂直的动丝网，在视场内还装有一组定丝网。连接物镜第二主点和定丝网中心的直线 OO' 称为视线。视线 OO' 与水平轴 HH' 应相互垂直。

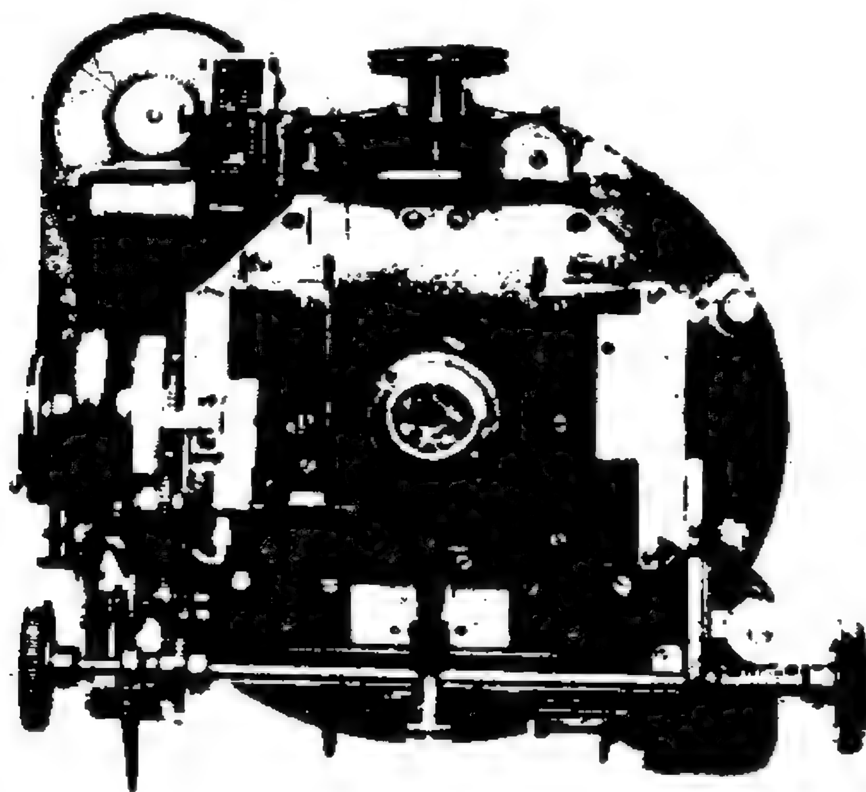


图 14.4 目镜测微器

子午环的垂直度盘一般用金属或玻璃制造，其直径约为 0.5～1 米，刻线的最小格值为 2′ 或 5。最小格值以下的读数，可用读数显微镜读取。有 4 或 6 个读数显微镜分布均匀地装在特制的鼓形轮上，而鼓形轮固连在支承子午环的石柱上(参看图 14.2)。

在理想情况下，当子午环的望远镜绕水平轴旋转时，视线的延长线应在天球上描绘出天子午圈。这样，当恒星通过视场内丝网中心时，天文钟指示的时刻就是恒星中天的瞬间，而垂直度盘

的读数则是恒星的中天天顶距。

三、子午环的观测方法

测定恒星赤经时，如上所述应记录恒星过子午环视场内垂直丝的时刻。为此除了天文钟所提供的地方恒星时外，尚需记录设备，诸如印字记时仪，电子计数器等。记时精度目前已达到$\pm 0.005^s \sim \pm 0.010^s$。

测定恒星赤纬时，实质上是测定恒星的天顶距。这时应先定出子午环的天底点；即当望远镜指向天底时，垂直度盘上的读数。天底点是利用放置在仪器下面的水银盘来测定的。目前测定天顶距的精度约为$\pm 0.20''$。

四、垂直环和大中星仪

除子午环外，为了测定恒星的赤纬，专门设计了一种用来测定恒星中天天顶距的仪器——垂直环(图 14.5)，它与子午环的不同在于整个仪器的上部可绕垂直轴旋转，在观测某颗星的中途(即该星中天之前)可将仪器旋转 180°。这样一来，恒星的天顶距可通过两个仪器位置的度盘读数组合求出，而不必用水银盘来定天底点。

另外，专用来测定恒星赤经的仪器称为大中星仪，因它只用来测定恒星的中天时刻，故没有装置精密的垂直度盘。

垂直环和大中星仪只在少数天文台使用，不如子午环那样用途较广泛。

五、子午仪器的改进

自从第一架子午仪器在 1689 年由丹麦天文学家罗默制成后，子午仪器不断完善，到十九世纪已基本定型，二十世纪初开始在

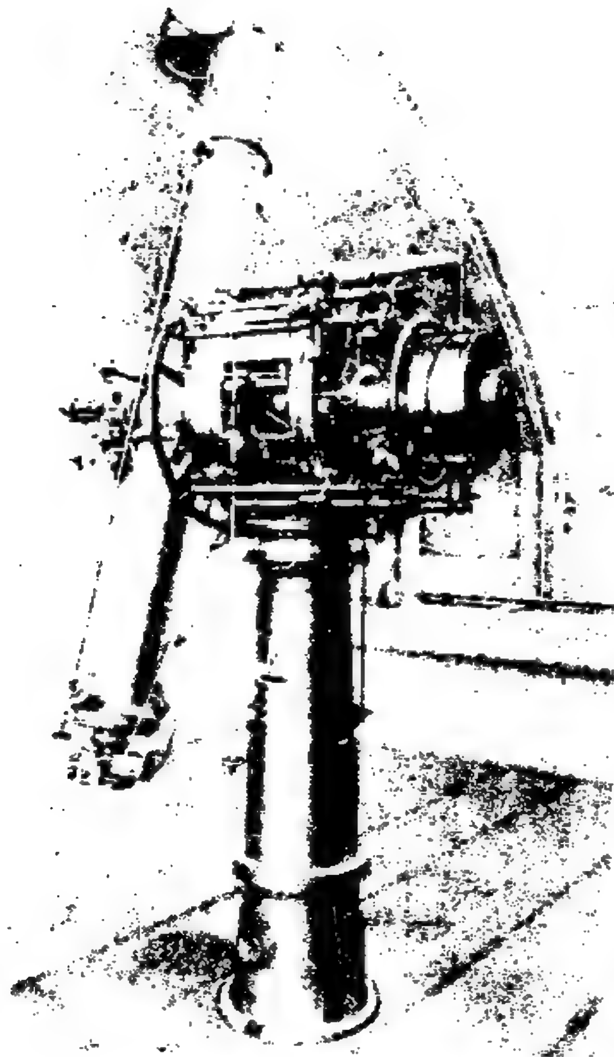


图 11.4 中[illegible]环

世界各天文台广泛流行。

随着自动化技术和电子计算机的应用，从本世纪 60 年代后期起，不少天文台开展了半自动化或全自动化子午环的研制。结果，新型子午环提高了观测的极限星等，减少了观测误差，同时也使天文学家从异常繁重的子午观测工作中解脱出来。例如，70 年代初期出现的半自动化子午环只要两个人就能胜任整夜的观测工作。目前，全世界大约有 7～8 架自动化子午环已投入观测。

与子午环自动化的同时，还在改进仪器结构上进行了探索，例如苏联普尔科沃天文台研制了水平式子午环。最近，丹麦天文学家霍格（E. Høg）设计了一种新颖的玻璃水平子午环，目前正在试制中。

§14.2　子午天体测量仪器的误差及其影响

一、子午仪器的主要误差

一架理想的子午仪器，应满足下列三个条件：

(1) 水平轴指向正东和正西；

(2) 水平轴位于水平面内；

(3) 视线垂直于水平轴。

在这种理想情况下，可利用图 14.1 来说明子午观测的原理。

实际上，没有误差的仪器是不存在的。当水平轴偏离东西方向，且不在水平面内时，仪器水平轴的延长线将交于天球上的 W' 点，W' 距西点 W 甚近。画出 W 点附近的一小部分天球图，并视为平面（如图 14.6 所示）。在图 14.6 中，WS 表示地平圈方向，WZ 表示卯酉圈方向，WQ 表示赤道方向，WP 表示赤经圈方向。显然，$W'D=i$ 就是水平轴相对于水平面的倾角，称为子午仪器的水平差，并定义水平轴西端偏高时，$i>0$（图 14.6 的情况）。而 $WD=k$ 即水平轴与东西方向的夹角，称为方位差，规定水平轴西端偏南时，$k>0$。

由图 14.6 易于看出，k 和 i 可视为 W' 点在地平坐标系中的两个坐标：同时，用 m 和 n 来表示 W' 与在赤道坐标系中的两个坐标，如图 14.6 所示。

还有一个仪器误差是由于视线与水平轴不垂直而产生的，称

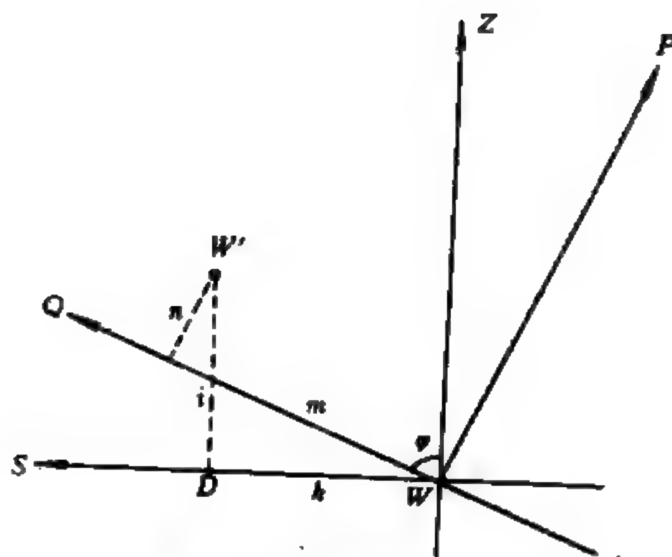


图 14.6　子午仪器的误差

为准直差。规定当视线方向与东西方向的夹角大于 90° 时，准直差 c 取正值，此时望远镜的物镜端偏东。

水平差、方位差和准直差是影响观测结果的三项主要误差。在实际工作中，它们的大小可调整到 1′ 以内，亦即均可视为小量，而图 14.6 所画出的西点附近的部分天球就可作为平面来处理。

二、水平差、方位差和准直差对观测结果的影响

1．$i=k=0$，准直差 $c>0$　这时如图 14.7所示，视线在天球上将描绘出一个平行于天子午圈的小圆（在图中用虚线表示）。对于一颗上中天的恒星 σ 来说，先经过此小圆然后才过子午圈（参看图 14.7），因此如果观测时刻为 T，那么应加上改正值 ΔT_c 才能得出恒星的中天时刻 $T+\Delta T_c$。由图 14.7 中的三角形 σPM 有：$\angle\sigma PM=\Delta T_c$，$\sigma M=c$，$\sigma P=90°-\delta$，于是

$$\sin\sigma M=\sin\sigma P\sin\Delta T_c,$$

$$\sin c=\cos\delta\sin\Delta T_c.$$

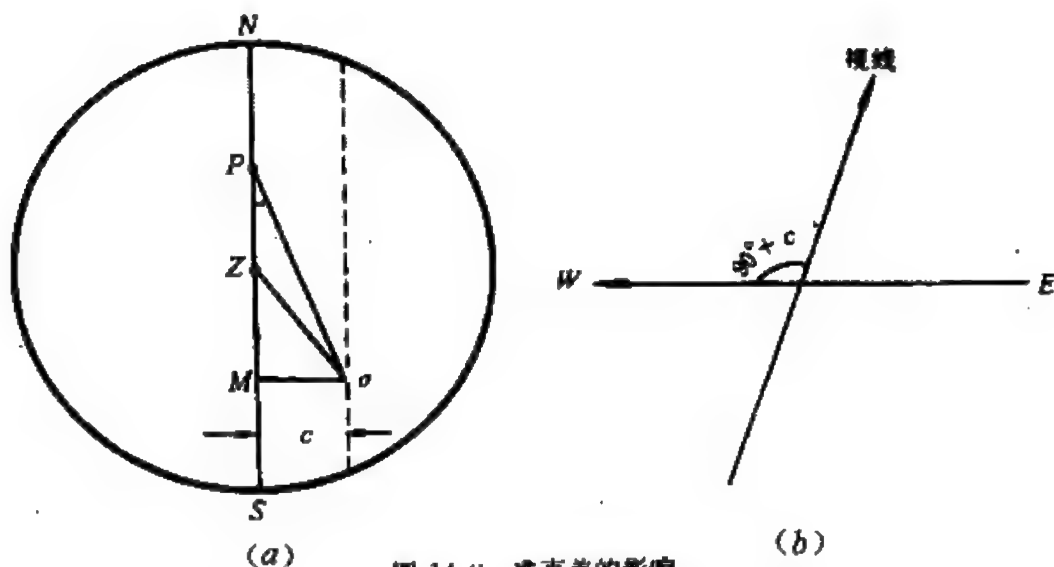


图 14.7　准直差的影响

式中 c 和 ΔT_c 皆为小量，若只保留一阶项，则得

$$\Delta T_c = c \sec\delta. \tag{14.5}$$

如果观测下中天的恒星，那么过视场中丝(对应于天球上的小圆)的时刻要比过子午圈晚，这时

$$\Delta T_c = -c \sec\delta. \tag{14.6}$$

2．$c=k=0$，水平差 $i>0$　这时如图 14.8 所示，视线在天球上描绘出来的是一个与天子午圈相交于南北两点的大圆，其夹角为 i。显然，对恒星中天时刻的影响与准直差的情况类似。利用图 14.8 的三角形 σPM 和 σSM 可得

$$\sin\sigma M = \sin\sigma P \sin\Delta T_i,$$
$$\sin\sigma M = \sin\sigma S \sin i.$$

式中 $\Delta T_i = \angle\sigma PM$，$\sigma S = 90^\circ - z_m$，这里 $z_m = \varphi - \delta$ 是恒星的中天天顶距。精确到一阶小量时，可得

$$\Delta T_i = i \cos z_m \sec\delta. \tag{14.7}$$

对于下中天的恒星，据(14.4)式有

$$\Delta T_i = i \cos(\varphi+\delta) \sec\delta. \tag{14.8}$$

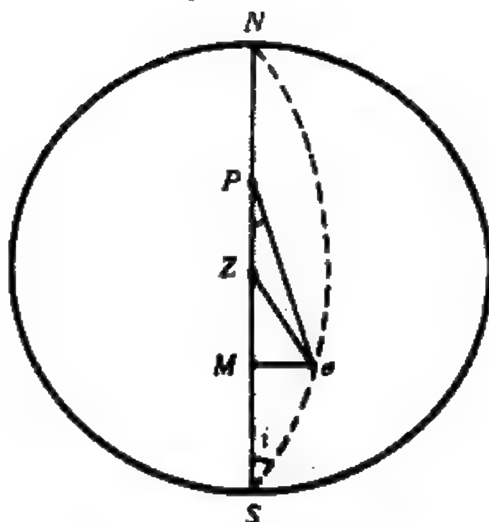


图 14.8 水平差的影响

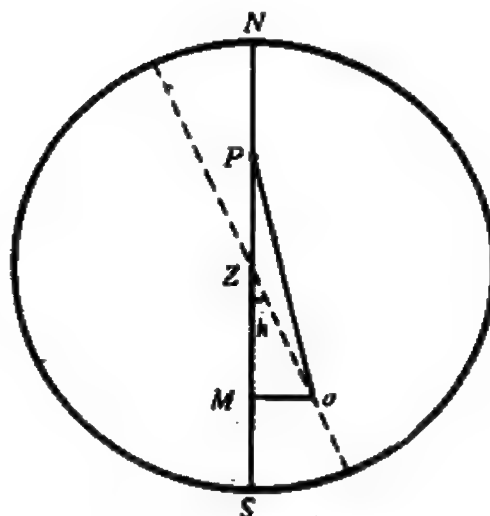


图 14.9 方位差的影响

3. $i=c=0$，方位差 $k>0$ 这时如图 14.9 所示，视线在天球上描绘出一个地平经圈，它与天子午圈的夹角为 k。当观测天顶以南上中天的恒星以及下中天的恒星时，恒星先过视场中丝，后经天子午圈；而观测天顶以北上中天的恒星时，情况恰好相反。仿照前面的讨论，利用图 14.9 中的三角形 σPM 和 σZM，在准确到一阶小量的情况下，对于上、下中天观测分别有：

$$\varDelta T_k = k\sin z_m \sec\delta, \tag{14.9}$$

$$\varDelta T_k = k\sin(\varphi+\delta)\sec\delta. \tag{14.10}$$

进一步的分析表明，准确到一阶小量时，i，c，k 对中天天顶距的测定结果没有影响。

三、梅耶(J. T. Mayer)公式和贝塞耳公式

上面逐一讨论了三种误差分别对中天时刻的影响，一般可以认为总的影响就是 $\varDelta T_c$，$\varDelta T_i$ 和 $\varDelta T_k$ 之和。合并(14.5)、(14.7)和(14.9)式，可得上中天恒星中天时刻 T_m 的公式为

$$T_m = T + c\sec\delta + i\cos(\varphi-\delta)\sec\delta$$
$$+ k\sin(\varphi-\delta)\sec\delta. \qquad (14.11)$$

而下中天恒星的公式相应为

$$T_m = T - c\sec\delta + i\cos(\varphi+\delta)\sec\delta$$
$$+ k\sin(\varphi+\delta)\sec\delta. \qquad (14.12)$$

将(14.11)和(14.12)式分别代入(14.1)和(14.3)式中，可得梅耶公式如下：

$$\alpha = T + u + c\sec\delta + i\cos(\varphi-\delta)\sec\delta$$
$$+ k\sin(\varphi-\delta)\sec\delta. \qquad (14.13)$$
$$\alpha = T + 12^h + u - c\sec\delta + i\cos(\varphi+\delta)\sec\delta$$
$$+ k\sin(\varphi+\delta)\sec\delta. \qquad (14.14)$$

(14.13)式适用于上中天观测，而(14.14)式用于下中天观测。

参照图14.6，将W'点的地平坐标k和i转化为赤道坐标m和n。显然，这两组坐标轴间的夹角就是观测地点的纬度φ，利用坐标系旋转关系式，有

$$\begin{cases} i = m\cos\varphi + n\sin\varphi, \\ k = m\sin\varphi - n\cos\varphi. \end{cases}$$

可将梅耶公式化为贝塞耳公式：

$$\alpha = T + u + m + c\sec\delta + n\,\mathrm{tg}\,\delta. \text{（上中天）} \qquad (14.15)$$
$$\alpha = T + 12^h + u + m - c\sec\delta - n\,\mathrm{tg}\,\delta. \text{（下中天）} \qquad (14.16)$$

四、其他仪器误差的影响

除i，k，c以外，对观测结果有影响的仪器误差还有：轴颈不规则性，镜筒弯曲，以及度盘格值误差等。这些误差难以用分析方法作出定量讨论，下面对它们的影响作一些定性说明。

轴颈的不规则性将使i和k产生不规则变化，从而影响到中天时刻的测定值。目前，尽管仪器精密加工的准确度已很高，但

仍需研究由于磨损所可能造成的不规则变化。

镜筒弯曲是一种很难避免的误差，显然它与重力有关，并将对中天天顶距的测定有影响。水平子午环的设计就是为了消除这一仪器误差。

度盘格值误差就是垂直度盘上每根刻线的误差，直接影响中天天顶距的测定。目前都是利用电子计算机求解出每根刻线的改正数，以便用来改正天顶距的测定值。经这样改正后，现代子午环的读数精度已可达$\pm0.1''$。

§14.3 测定恒星赤道坐标的目视方法

通过子午观测来测定恒星的α和δ，有绝对测定和相对测定两种方法。当进行恒星位置的绝对测定时，不能利用已知的恒星位置等观测数据，所有数据均需独立进行测定。绝对测定的精度一般较高，但观测程序繁杂，只能观测少数较亮的恒星。恒星位置的相对测定也称较差测定，是将大量待测位置的恒星与少数已用绝对测定方法定出位置的恒星进行联合观测，测出两者的位置差，然后根据已知的星位就可推算出待测星的位置。相对测定方法适用于大量恒星的观测，但其精度不如绝对测定方法高。

一、恒星位置的绝对测定

1. 赤纬的绝对测定　首先通过拱极星上、下中天观测确定观测地点的纬度φ。设$\zeta_上$和$\zeta_下$分别为某拱极星上、下中天的视天顶距，$\rho_上$和$\rho_下$为相应的大气折射改正，$z_上$和$z_下$为真天顶距。则有

$$z_上=\zeta_上+\rho_上=\delta-\varphi,$$
$$z_下=\zeta_下+\rho_下=180^\circ-\delta-\varphi.$$

两式相加可得

$$\varphi=90^\circ-\frac{1}{2}(\zeta_{上}+\zeta_{下})-\frac{1}{2}(\rho_{上}+\rho_{下}). \qquad (14.17)$$

一般来说，由大气折射改正表查出的 $\rho_{上}$ 和 $\rho_{下}$ 与实际观测情况并不完全相符；另外，由于纬度变化的存在，观测地点平均纬度 φ_0 也需加一改正量 $\Delta\varphi$。在此情况下，利用

$$\rho=R\,\mathrm{tg}\,z,$$

式中 R 为大气折射常数。可写出

$$\Delta\rho=\Delta R\,\mathrm{tg}\,z.$$

于是，对某一颗拱极星的上、下中天观测可写出下列关系式：

$$\left.\begin{aligned}\delta&=(\varphi_0+\Delta\varphi)+(z_{上}+\Delta R\,\mathrm{tg}\,z_{上}),\\ \delta&=180^\circ-(\varphi_0+\Delta\varphi)-(z_{下}+\Delta R\,\mathrm{tg}\,z_{下}).\end{aligned}\right\} \qquad (14.18)$$

在(14.18)式中，δ，$\Delta\varphi$，ΔR 为待求量。如果再观测一颗拱极星，就可列出含有4个未知数 δ_1，δ_2，$\Delta\varphi$，ΔR 的4个观测方程，求解后可得 $\Delta\varphi$ 和 ΔR。已知 $\Delta\varphi$ 和 ΔR 后，利用(14.18)式推算其他恒星的绝对赤纬就不成问题了。

2．赤经的绝对测定　由梅耶公式(14.13)可知，T 为观测量，如能独立地确定仪器误差 i，c，k 以及钟差 u 的数值，测定 α 的问题就解决了。

i 和 c 是用实验室方法测定的，可独立于天文观测进行。k 能够利用北极星的上、下中天两次观测来确定，计算公式如下：

$$k=\frac{(T_2-T_1)\cos\delta\cdot}{\sin(\delta-\varphi)-\sin(\delta+\varphi)} \qquad (14.19)$$

式中 T_2 和 T_1 分别为已改正了 i 和 c 影响的下中天时刻和上中天时刻，它们都是观测量。

至于天文钟的钟差 u 可通过收录无线电时号(参看§15.4)求得，无线电时号的精度能保证绝对测定的精度要求，这样定出的

u 并不违背绝对测定的原则。

最后，绝对测定 α 的观测方程可写为：

$$\alpha_i = T_i + u_0.\ (i=1,\ 2,\ \cdots,\ n) \tag{14.20}$$

式中 u_0 为某一给定时刻 T_0 的钟差，为待求量。如果观测 n 颗恒星，可列出 n 个方程，但未知量共有 $n+1$ 个。为此，尚需通过太阳的子午观测来确定 u_0。

绝对测定太阳赤经的原理如图 14.10 所示。♈为春分点，ε 为黄赤交角。假定用子午环对太阳进行两次绝对测定，测出赤纬 $\delta_1^{\odot}$ 和 $\delta_2^{\odot}$，中天观测时刻分别为 T_1 和 T_2，那么可列出两个观测方程：

$$\left.\begin{aligned}\sin(T_1+u_0)\,\mathrm{tg}\,\varepsilon=\mathrm{tg}\,\delta_1^{\odot},\\ \sin(T_2+u_0)\,\mathrm{tg}\,\varepsilon=\mathrm{tg}\,\delta_2^{\odot}.\end{aligned}\right\} \tag{14.21}$$

求解(14.21)式，可得 u_0 和 ε。已知 u_0，利用(14.20)式就可求出其他恒星的赤经了。

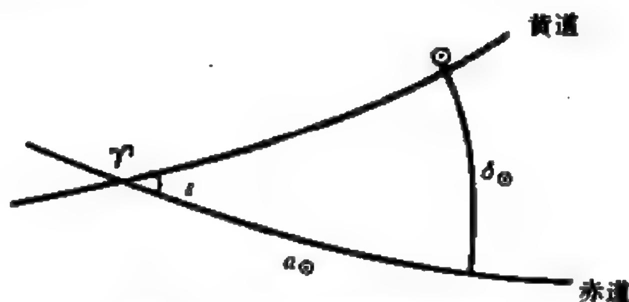


图 14.10　太阳赤经的绝对测定

二、恒星位置的相对测定

1. 赤纬的相对测定　利用已知位置的恒星(常称为定标星)，可定出当视线指向天赤道时，子午环垂直度盘的读数 M_0——赤道点。显然有

$$M_0 = M_s - \delta_s. \tag{14.22}$$

式中 M_S 为定标星的度盘读数，δ_S 为该定标星的赤纬。

然后，对待测星进行中天观测，读取度盘读数 M，则该待测星的相对赤纬等于

$$\delta = M - M_0. \qquad (14.23)$$

2．赤经的相对测定　利用贝塞耳公式(14.15)，观测两颗定标星(一颗拱极星，一颗赤道星)，假定准直差 c 用实验室方法测出并已在中天时刻中加以改正。这时有

$$\alpha_1 = T_1 + (u+m) + n\,\mathrm{tg}\,\delta_1,$$
$$\alpha_2 = T_2 + (u+m) + n\,\mathrm{tg}\,\delta_2.$$

两式相减可得

$$n = \frac{(\alpha_2 - T_2) - (\alpha_1 - T_1)}{\mathrm{tg}\,\delta_2 - \mathrm{tg}\,\delta_1}. \qquad (14.24)$$

利用其他定标星的观测结果，可求出：

$$(u+m)_i = \alpha_i - T_i - n\,\mathrm{tg}\,\delta_i. \qquad (14.25)$$

取一个夜晚所有 $(u+m)_i$ 值的平均 $(u+m)$ 作为采用值。

已知 n 和 $(u+m)$ 后，通过待测星的中天观测，按贝塞耳公式就可求得待测星的相对赤经了。

§14.4　照相天体测量学的原理和方法

照相术发明后，很快就被用来拍摄天体。1850 年曾用美国哈佛大学天文台的折射望远镜（口径 25 厘米）拍到了第一张恒星的照片；1880 年左右已开始用照相方法来测定天体的位置。

用照相方法测定天体的位置具有许多优点：可以拍摄到较暗弱的恒星；在一张底片上可同时拍摄下数量较多的恒星；拍摄到的底片可长期保存和反复测量。照相方法的局限性在于，每张底片只能拍摄到天球的很小一部分，因此只能得到各天体间的相对

位置，也就是说，照相定位是一种相对测定。尽管如此，十九世纪末期随着天体照相技术的不断完善，形成了天体测量学的一个新分支——照相天体测量学，其研究课题包括测定恒星、星团、星云以及太阳系天体的相对位置，测定恒星的相对自行和三角视差，测定双星的轨道等等。

在本节内不可能涉及照相天体测量学的所有领域，而只准备介绍有关恒星照相定位的一些入门知识。

一、天体照相仪

用来拍摄天体的望远镜就是§3.2所介绍过的赤道仪，专门从事照相天体测量工作的赤道仪称为天体照相仪。早期的天体照相仪绝大多数都是折射望远镜，望远镜的一端是物镜，另一端是底片盒。为了在底片上精确测定恒星的相对位置，物镜的焦距较长，因此望远镜的镜筒也较长。

在天体照相仪的主镜筒上平行安装着一个目视望远镜，其口径和焦距均与照相望远镜相近。这个目视望远镜称为导星镜，在曝光期间，观测者通过导星镜的目镜，将预先选定的某些星像调整到视场内指定位置上（视场内装有丝网），观测过程中如发现偏移，观测者可利用赤道仪的驱动装置及时调节望远镜的方向，以保证拍到明晰的星像。

近年来由于拍摄更暗弱天体的需要，越来越多的口径超过一米的反射望远镜开始用于天体测量工作。而目视导星方法逐渐为光电自动导星技术所取代。

二、底片比例尺

反映一架天体照相仪性能的是焦距 F 和相对口径 D/F（D 为物镜的口径）。通常，根据 F 和 D/F 的不同，可将天体照相

仪分为两大类。

长焦距天体照相仪的相对口径为1:15～1:20，焦距为5～10米；底片视场2°×2°～1°×1°。长焦距天体照相仪主要用于测定恒星的三角视差和自行，也用于研究双星的轨道和运动。

广角天体照相仪的相对口径为1:4～1:10，焦距为2～3米；底片视场10°×10°～5°×5°。广角天体照相仪主要用于测定恒星的位置和自行，也可用于行星、小行星和月球的精确定位。

近年来专用于人造卫星照相观测的人卫照相机，一般使用强光力的折反射望远镜，其口径为10～50厘米，焦距为30～100厘米。

天体照相仪的焦距 F 决定了底片中央部分的线距离 s 与天球上角距离 σ 间的关系(参看图14.11)：

$$s=F\,\mathrm{tg}\,\sigma \tag{14.26}$$

如令 $s=1$ m. m.，则可得出底片上每毫米相当于天球上的角秒数 m''；常称为底片比例尺：

$$m''\approx\frac{1}{F}206265'', \tag{14.27}$$

式中焦距 F 以毫米为单位。

三、理想坐标与赤道坐标

天体照相仪拍摄的底片经过显影和定影处理后，需放在专用的坐标量度仪上进行量度，量出各星像相对于底片上某一直角坐标系的坐标 (x, y)——量度坐标。早期的目视坐标量度仪的测量精度为±1微米，对于焦距为2米左右的天体照相仪，定位精度平均可达±0.15″。利用现代的自动化坐标量度仪，测量精度可提高2～3倍。

如何将各星像的量度坐标 (x, y) 化为恒星的赤道坐标 (α, δ) 呢？这需要在底片上建立一个理想坐标系作为过渡。

理想坐标系是在底片上定义的一种直角坐标系。在图 14.11 中，S 为天球上的一颗恒星，它在底片上成像于 S' 点。O 表示物镜的主点，自 O 点作底片的垂线交底片于 C' 点，C' 点称为底片的光心。假定在天球上与光心 C' 相对应的点 C 的赤道坐标为(α_0, δ_0)。

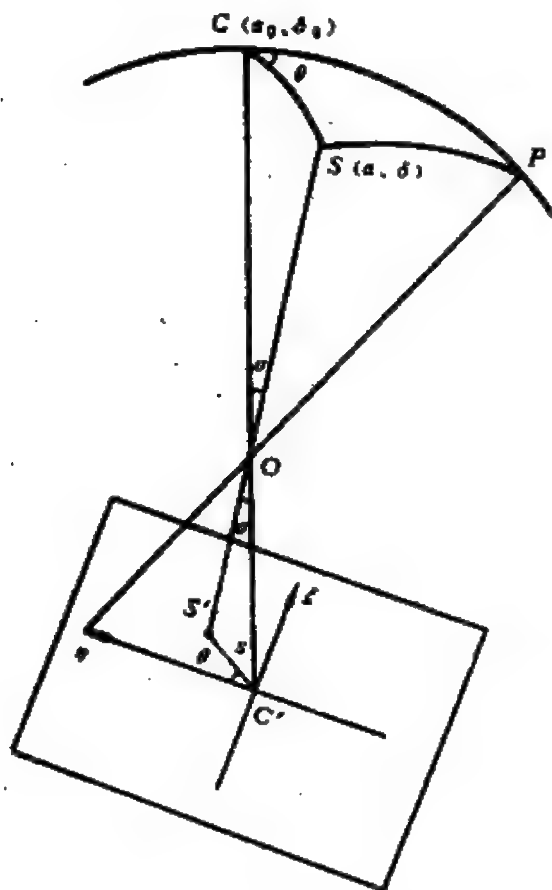


图 14.11 理想坐标与赤道坐标的关系

在底片上以光心 C' 为原点建立一个直角坐标系。纵轴 η 为赤经圈 PC 的投影，取赤纬增加的方向为正向；横轴 ξ 垂直于 η 轴，取赤经增加的方向为正向。C'-$\xi\eta$ 就称为理想坐标系。星像 S' 在此坐标系中的坐标(ξ, η)称为理想坐标。显然，(ξ, η)与恒星的赤道坐标(α, δ)是一一对应的。

在图 14.11 中，$OC'=F$，$C'S'=s$，有

$$s=F\,\mathrm{tg}\,\sigma.$$

以及

$$\left.\begin{aligned}\xi&=F\,\mathrm{tg}\,\sigma\sin\theta,\\ \eta&=F\,\mathrm{tg}\,\sigma\cos\theta.\end{aligned}\right\}\qquad(14.28)$$

取 $F=1$，即用弧度来表示(ξ, η)，则有

$$\left.\begin{aligned}\xi&=\mathrm{tg}\,\sigma\sin\theta,\\ \eta&=\mathrm{tg}\,\sigma\cos\theta.\end{aligned}\right\}\qquad(14.29)$$

对球面三角形 PCS 利用球面三角的基本公式，容易得出：

$$\left.\begin{aligned}\cos\sigma&=\sin\delta\sin\delta_0+\cos\delta\cos\delta_0\cos(\alpha-\alpha_0),\\ \sin\sigma\sin\theta&=\cos\delta\sin(\alpha-\alpha_0),\\ \sin\sigma\cos\theta&=\sin\delta\cos\delta_0-\cos\delta\sin\delta_0\cos(\alpha-\alpha_0).\end{aligned}\right\}\quad(14.30)$$

合并(14.29)和(14.30)式，可得：

$$\left.\begin{aligned}\xi&=\frac{\operatorname{ctg}\delta\sin(\alpha-\alpha_0)}{\sin\delta_0+\operatorname{ctg}\delta\cos\delta_0\cos(\alpha-\alpha_0)},\\ \eta&=\frac{\cos\delta_0-\operatorname{ctg}\delta\sin\delta_0\cos(\alpha-\alpha_0)}{\sin\delta_0+\operatorname{ctg}\delta\cos\delta_0\cos(\alpha-\alpha_0)}.\end{aligned}\right\}\quad(14.31)$$

利用(14.31)式就可将恒星的赤道坐标化为理想坐标。

反过来，由理想坐标计算赤道坐标的公式为

$$\left.\begin{aligned}\operatorname{tg}(\alpha-\alpha_0)&=\frac{\xi\sec\delta_0}{1-\eta\operatorname{tg}\delta_0},\\ \operatorname{tg}\delta&=\frac{\eta+\operatorname{tg}\delta_0}{1-\eta\operatorname{tg}\delta_0}\cos(\alpha-\alpha_0).\end{aligned}\right\}\quad(14.32)$$

四、理想坐标与量度坐标

量度底片时，尽管可通过调整底片在量度仪上的取向，使 x 轴和 y 轴分别平行于赤纬圈和赤经圈，但无法保证两者完全重合，这样一来，某个星像的理想坐标和量度坐标就不会相同。产生这种差别的原因可归纳如下：

(1) 两个坐标系的原点不重合；

(2) x 轴和 y 轴不正交；

(3) x 轴与 ξ 轴，y 轴与 η 轴互不平行；

(4) 量度仪的 x 和 y 刻度尺的比例不同；

(5) 量度坐标受到较差大气折射和较差光行差的影响。

在此情况下，理想坐标和量度坐标之间可用下列形式的数学

关系式表示：

$$\left.\begin{aligned}\xi&=ax+by+c,\\ \eta&=dx+ey+f.\end{aligned}\right\}\tag{14.33}$$

上式常称为特纳(H. H. Turner)公式，式中 a，b，c，d，e，f 称为底片常数。

五、求解恒星赤道坐标的步骤

照相观测时，一般将待测星置于底片光心附近，选取 8～12 颗围绕被测目标且分布较均匀的恒星作为定标星。如果一张底片上有多颗待测星，那么所选取的定标星应在整个视场内均匀分布，最好有 25～40 颗。

获得待测星赤道坐标的步骤如下：

(1) 选定光心的赤道坐标(α_0，δ_0)(可利用光心附近的定标星的赤道坐标估算出来)，按(14.31)式将所有定标星的赤道坐标(α_R，δ_R)化为理想坐标(ξ_R，η_R)。

(2) 通过量度底片，分别得到定标星和待测星的量度坐标(x_R，y_R)和(x，y)。

(3) 将各定标星的(ξ_R，η_R)和(x_R，y_R)代入数学模型(14.33)式，利用最小二乘法求解出底片常数。

(4) 利用所得到的底片常数和待测星的(x,y)，再代入(14.33)式的右端，就可算出待测星的理想坐标(ξ，η)。

(5) 最后可用(14.32)式将待测星的(ξ,η)化为赤道坐标(α,δ)。

§14.5 恒星自行的测定

一、恒星的自行及其测定

关于恒星自行的定义以及一般描述在§10.1和§11.2中已

讲过了，本节将介绍测定恒星自行的方法。

虽然早在十八世纪初期已发现了恒星的自行，但是差不多过了一个世纪第一批恒星的自行才被测定出来，这是由于自行大于0.1″/年的恒星已属罕见。据统计全天球肉眼可看到的恒星中自行≥1″/年的只有48颗，自行最大的恒星是巴纳德星（在蛇夫座内，视星等为9.7^m），达10.31″/年。

原则上，只要在两个不同的历元t_1和t_2，绝对测定星位α_1和α_2（或δ_1和δ_2），扣除这段时间内岁差的影响后，就可求出自行的赤经分量μ_α（或赤纬分量μ_δ）：

$$\mu_\alpha=\frac{\alpha_2-\alpha_1}{t_2-t_1}. \tag{14.34}$$

一般(t_2-t_1)需50～100年，才能较精确地测定自行。往往不可能在同一架仪器上进行两个历元的观测，这样势必在观测结果中带来无法消除的误差。同时，目视方法只能观测到亮于9^m的恒星，更暗弱恒星的自行要用照相方法来测定。

二、用照相方法测定恒星的相对自行

照相方法特别适宜于大量测定恒星的自行，为了提高测定自行的精度，应选用长焦距天体照相仪。一般说，当天体照相仪的焦距为5米时，前后两期底片的时间间隔可取为30年左右。

对需要测定自行的同一天区，在相隔20～40年的两个不同历元拍照两次，并应在尽可能类似的条件下进行，最好使用同一架天体照相仪，相同型号的底片，相等的曝光时间，同样的仪器位置，以及相近的观测日期（指两个不同的年份，但某月和某日尽量接近）。这样获得的两期底片上同一星像位置的差异，可以认为是由恒星自行以及两张底片的量度坐标系不同而引起的。

两期底片可以分别在坐标量度仪上测量，也可在专用的量度

仪上进行同时测量。如果用一架专用量度仪同时量度两期底片，那么可直接得到同一颗星像在两期底片上的量度坐标差 $\Delta x, \Delta y$。仿照特纳公式，可将 Δx，Δy 表为

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= ax + by + c + \mu_x(t_2 - t_1), \\ \Delta y &= dx + ey + f + \mu_y(t_2 - t_1). \end{aligned}\right\} \quad (14.35)$$

式中 a，b，c，d，e，f 称为联系常数，它们反映了两张底片的量度坐标系之间的关系；μ_x 和 μ_y 为恒星自行在其中一张底片的量度坐标系中的分量；x 和 y 为星像在该量度坐标系中的量度坐标，可在得到 Δx 和 Δy 的同时用量度仪量出。

在底片上选取 15～25 颗均匀分布的暗星作为比较星，它们的自行为已知量。更一般的情况是尽量选取暗弱的比较星，并假定它们的自行为零。这时，对于比较星而言，(14.35)式中的 μ_x 和 μ_y 两项可略去。利用最小二乘法求解出 6 个联系常数以后，待测星的自行分量就可按下式来计算：

$$\left.\begin{aligned} \mu_x &= \frac{1}{t_2 - t_1}(\Delta x - ax - by - c)m_x, \\ \mu_y &= \frac{1}{t_2 - t_1}(\Delta y - dx - ey - f)m_y. \end{aligned}\right\} \quad (14.36)$$

式中 m_x 和 m_y 分别为 x 轴和 y 轴方向的底片比例尺。(14.36)式中的 μ_x 和 μ_y 以角秒/年为单位。

由于恒星的自行很小，量度底片时，只要使量度坐标系尽可能与理想坐标系重合，就可认为

$$\left.\begin{aligned} \mu_x &= 15\mu_\alpha \cos\delta, \\ \mu_y &= \mu_\delta. \end{aligned}\right\} \quad (14.37)$$

上式中的 μ_α 为自行的赤经分量，习惯上以时秒/年为单位；μ_δ 为赤纬分量，以角秒/年为单位。

最后，按下式计算自行的两个分量

$$\left.\begin{aligned}\mu_\alpha\cos\delta&=\frac{1}{15}\frac{\Delta x-(ax+by+c)m_x}{t_2-t_1},\\ \mu_\delta&=\frac{\Delta y-(dx+ey+f)m_y}{t_2'-t_1}.\end{aligned}\right\}\tag{14.38}$$

由上面的讨论可知，这样求出的待测星的自行是相对于一组比较星而言的，故称为相对自行。

通过近二百年的积累，大约有 30 万颗恒星已测定出了自行。照相测定自行的精度平均可达±0.01″/年～±0.03″/年，最好的可达到±0.003″/年。

三、恒星自行的绝对定标

本世纪 40 年代末期，开始通过河外星系的照相观测来测定恒

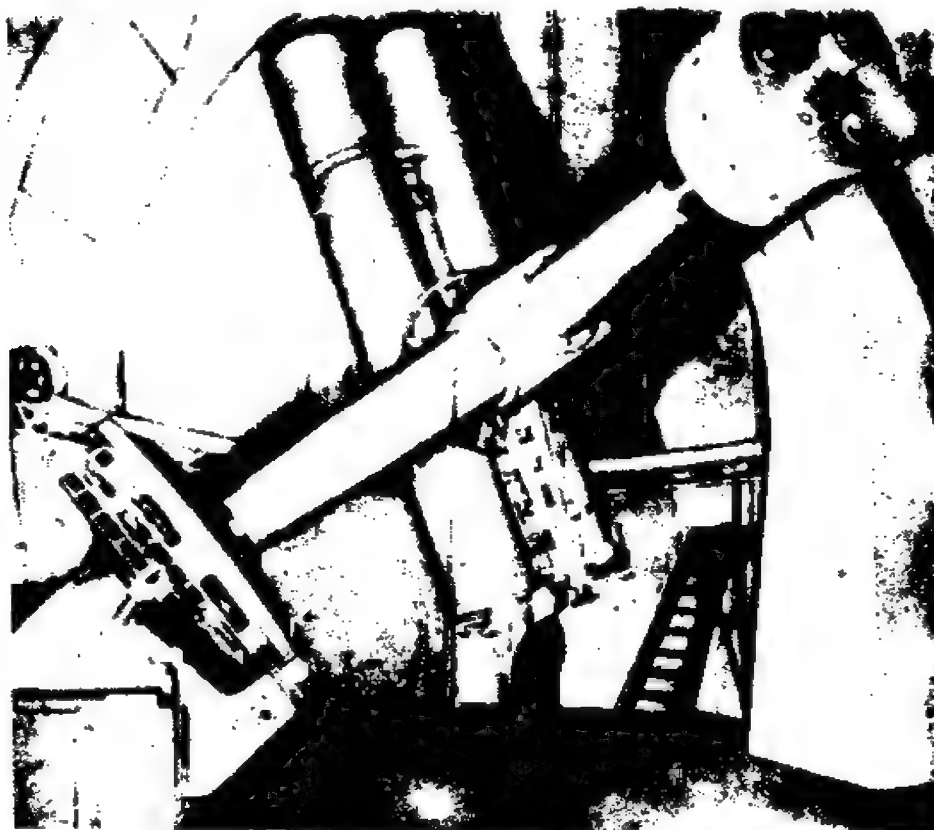


图 14.12　利克天文台的天体照相仪

星相对于河外星系的绝对自行。由于河外星系极其遥远，它的自行小于 0.0001″/年，因此可当作天球上不动的定标点。遗憾的是，可资观测的河外星系大部分为 14^m～17^m，难以直接与亮星（指亮于 9^m 的恒星）联合观测，一般都是先定出 12^m 的恒星相对于 16^m 的星系的自行，然后照相测定 12^m 恒星与 8^m 恒星间的相对运动。只要将两者相加就可得出 8^m 恒星的绝对自行。

美国的利克天文台利用 50.8 厘米的双筒天体照相仪（图 14.12），通过近 25 年（1947 年～1971 年）的努力已完成了北天区约 9 千颗恒星绝对自行的测定，现正向南天恒星扩展。

苏联也有类似的测定恒星绝对自行的计划，由普尔科沃天文台主持进行。第一期底片于 1938 年～1958 年期间拍摄，1963 年开始拍摄第二期底片。1974 年已发表了 14600 颗恒星的绝对自行。

§14.6　恒星三角视差的测定

在§8.1 中已阐述过恒星三角视差的有关概念，本节将讨论恒星三角视差的照相测定原理。

与照相测定恒星自行类似，需要用长焦距天体照相仪对待测视差的恒星（简称为视差星）拍照，一般选择视差星的赤经视差位移达到最大时（一年内有两个日期）进行观测。在拍照时将视差星置于底片中心，其周围应有 5～10 颗暗弱的恒星作为比较星。通常，在 2 至 4 年内大约拍摄 15～20 张底片。

从拍好的底片中选出一片质量较好的作为标准底片；并依次量出视差星和比较星在每张底片上的量度坐标。

根据特纳公式求出每张底片与标准底片间的联系常数，利用联系常数可将视差星在各张底片上的量度坐标换算到标准底片上

的量度坐标系中。如果用 X_i 表示第 i 张底片经换算后的量度坐标，以 X_0 表示视差星在标准底片上的量度坐标，差值 $\Delta X_i = X_i - X_0$ 可以认为是由恒星的周年视差、自行以及测定误差等因素引起的。写出观测方程式：

$$\Delta X_i = \pi \Delta p + \mu_x \Delta t. \qquad (14.39)$$

式中 π 为视差，μ_x 为自行，Δt 为第 i 张底片与标准底片的拍摄时间之差，p 称为视差因子（可按球面天文学的公式来计算），Δp 为在 Δt 时间内视差因子之差。

如果量度底片时，使量度坐标系与理想坐标系基本重合，那么 $\Delta X_i = \Delta\alpha_i \cos\delta$，$\mu_x = \mu_\alpha \cos\delta$。于是，(14.39)式可改写为

$$\Delta\alpha_i = \pi \Delta p' + \mu_\alpha \Delta t. \qquad (14.40)$$

利用最小二乘法求解方程组(14.40)式，可求出三角视差 π，同时还得到 μ_α。

不言而喻，同求相对自行的情况类似，事先已假定比较星的视差为零，因此这里得到的视差应是相对视差，即视差星相对于一组比较星的视差。

照相方法测定视差的精度平均为±0.01″，也就是说，只有对于距离太阳在100秒差距以内的恒星，用照相方法测定其三角视差才有效，对更为遥远的恒星，用这种方法测定视差将因观测误差太大而得不到可靠的结果。

§14.7 基本坐标系的建立

精确测定恒星的位置及其运动，根本目的是要建立一个统一的天文参考系，为天文学各领域的研究提供共同的基准，这个参考系称为基本坐标系。

一、基本坐标系的定义和实现

基本坐标系是指某一标准历元的太阳系质心平赤道坐标系，理论上它可通过岁差旋转换算到任一历元去。

实现基本坐标系的途径是间接的。通常，在全天球上挑选一定数量的均匀分布的恒星(常称为基本星)，测定基本星的赤经和赤纬，然后与这些基本星若干年前的赤经和赤纬相比较，可求得基本星的自行。利用基本星的星位和自行等数据，编制出一本星表——基本星表。在基本星表中，列出数千颗基本星在某标准历元的坐标α和δ以及由于岁差、自行所造成的坐标的变化。利用这些数据就可以在天球上复制出任一历元的平赤道坐标系，为天文学各领域的研究课题提供一个精确的、统一的参考系。

二、初始星表的比较和综合

各个天文台利用若干年内的观测结果编制成的星表，称为初始星表。按照观测方法的不同又可分为绝对星表和相对星表，前者的星位是通过绝对测定方法得到的，而后者则是用相对测定方法得到的。

将不同的初始星表换算到同一个观测历元后，可以发现，同一颗恒星的坐标在不同星表中往往有差异，这反映了在观测结果中既有系统误差，又有随机误差的影响。这些观测误差应通过不同星表的比较来加以削弱。

如果选出两本星表中共同的恒星，就它们的坐标进行比较，那么求出坐标差值后，就可以发现这些差值具有某些规律性，它们依赖于赤经α，赤纬δ以及星等m等，并且各有关项可彼此分离。也就是说，坐标差$\Delta\alpha$和$\Delta\delta$能写成下列数学模型：

$$\left.\begin{aligned}\Delta\alpha&=\Delta\alpha_\alpha+\Delta\alpha_\delta+\Delta\alpha_m,\\ \Delta\delta&=\Delta\delta_\alpha+\Delta\delta_\delta.\end{aligned}\right\}\qquad(14.41)$$

式中 $\Delta\alpha_\alpha$ 为随赤经不同而变化的赤经系统误差，$\Delta\delta_\alpha$ 为随赤经不同而变化的赤纬系统误差，$\Delta\alpha_m$ 为随星等不同而变化的赤经系统误差，$\Delta\alpha_\delta$ 和 $\Delta\delta_\delta$ 分别为随赤纬不同而变化的赤经和赤纬系统误差。通过对实际星表的分析研究，发现其中数值较大的是 $\Delta\alpha_\delta$ 和 $\Delta\delta_\delta$ 两项。

通过初始星表的相互比较，可把不同星表中的恒星坐标归算到某一个统一的系统中去，剩下来的差异可视为由随机误差所引起。这时，可以利用数据处理中取加权平均值的方法，将同一颗恒星的若干个星位综合为星位采用值，即基本星表中的星位。

与上述综合恒星星位的同时，还需求出恒星自行的采用值。

实际上，往往需要综合上百本初始星表的观测数据，才能编制出一本质量较好的基本星表，工作量极其繁重。

一本基本星表的有效使用期不超过25年。由于自行和岁差常数的误差，随着时间的推移，基本星表提供的坐标系网格将越来越坏。为此，需要用子午环不断测定基本星的星位，以便进一步提高星位的精度，还应特别注意提高恒星自行的测定精度。

§14.8 各类星表系统简介

从公元前四世纪中国的石申编出载有121颗恒星的《石氏星经》(已失传)到十九世纪贝塞耳发表第一本基本星表，历史上许多著名天文学家都为编制星表作出过重要贡献。本节将以介绍位置星表为主，同时简单列举几种刊载恒星的物理特性(如光谱型、视

向速度等)的著名星表。

一、基本星表

1. 德国系统的基本星表　1879年奥韦斯(A. Auwers)发表了一本北天基本星表，刊有539颗恒星的星位和自行；1883年又编制了一本包含83颗星的南天星表。

经过几次修订以后，1907年《柏林天文年历新基本星表》(简称NFK)出版，其中包含了925颗恒星，它是由大约90本初始星表综合而成的。

1937年出版了NFK的修订本，名为《柏林天文年历第三基本星表》，简称FK_3，包含了全天分布的1535颗恒星，它是在1820～1930年间77本初始星表的基础上编成的。

1963年发表的《第四基本星表》，简称FK_4，是对FK_3的修订，采用了近70本二十世纪编制的绝对星表。FK_4的标准历元为1950.0，使用到1983年底。

1973年国际天文学联合会(IAU)通过一项决议，建议修订FK_4，将亮于9^m的恒星的数量扩展到4500颗左右。新基本星表称为FK_5(标准历元2000.0年)，现正在编制中。

2. 美国的GC系统　1910年刘易斯·博斯编制成《6188颗恒星初期总星表》(简称PGC)，采用了82本初始星表。

1937年本杰明·博斯(Benjamin Boss)修订并补充PGC，编成了包含星数最多的一本基本星表——《历元1950年33342颗恒星总星表》，简称GC。GC包含了全天所有亮于7^m的恒星，共采用初始星表228本。

3. 美国的N_{30}系统　1952年美国华盛顿海军天文台综合了平均观测历元在1920.0～1950.0年的60多本初始星表，编制成包含5268颗恒星的基本星表，称为N_{30}星表。

二、照相星表

1．照相天图星表(简称 AC，法文简称 CdC) 1887 年在巴黎召开了一次国际会议，决定用照相方法编制一本全天照相星表。计划由大约 20 个天文台分工测定 150 万颗恒星的位置，包括所有亮于 11^m 的恒星，某些天区可拍到 13^m，平均密度为每平方度约 40 颗恒星。这项国际合作计划直到 1963 年才全部完成。

2．德国天文学会星表 德国天文学会曾根据子午环的相对观测于本世纪 20 年代前编制成一本 AGK_1 星表。1924 年又开始用照相方法重测 AGK_1，修订后的星表称为 AGK_2，从 1951 至 1958 年陆续发表，共含有 183000 颗恒星。1955 年开始修订 AGK_2，到 1973 年以磁带形式刊出观测结果，称为 AGK_3。

3．耶鲁星表 美国耶鲁大学天文台 1914～1956 年期间，对赤纬 $-35^\circ \sim +90^\circ$ 的天区进行照相观测，编制了一本照相星表，共包含亮于 9^m 的大约 15 万颗恒星。

4．好望角照相星表(简称 CPC) 这是照相星表在南天的扩展，复盖了赤纬 $-30^\circ \sim -90^\circ$ 的天区，包括亮于 10^m 的近 7 万颗恒星。CPC 根据 1931～1955 年期间的观测于 1968 年编制完毕。

三、综合星表

综合星表也是利用初始星表编制而成的，但它与基本星表不同，一般是为某种特定用途而编制的。综合星表不单独提供坐标系的网格，而是利用现有基本星表给出的坐标网格，通过子午相对测定或照相测定方法扩展恒星数而得到的一种星表。

美国史密松天体物理天文台为适应空间时代的需要，提供人造卫星照相观测用的定标星，在 1966 年编制成一本包含 258997 颗星的星表，简称为 SAO 星表。

SAO 星表可保证在任一天区每一平方度范围内，都有不少于4颗星的星位和自行。

SAO 星表附有152张星图，可配合星表使用。

四、其他专用星表

1．**德雷伯星表** 1918～1924年美国哈佛大学天文台出版了刊载恒星光谱型的专用星表，称为德雷伯星表，简记为HD。此后又出版了德雷伯星表补编，简称为HDE。

HD刊载了255300颗亮于9.5^m的恒星的光谱型，HDE又续载了近两万颗恒星的光谱型。

2．**河外天体星表** 1888年到1908年先后出版了《星云星团新总表》(简称NGC)及其续编(简称IC)，在其中刊出的天体的命名和编号一直沿用至今，表列星云包括银河星云和河外星系。

NGC刊载了7840个天体，IC包含了5386个天体。

3．**恒星三角视差总表** 1952年美国耶鲁大学出版了詹金斯(L. F. Jenkins)编制的《恒星三角视差总表》(简称GCTSP)，1963年又出版了补编。

GCTSP刊载了5822颗恒星的三角视差，GCTSP及其补编共列出6400多颗恒星的视差。

4．**恒星视向速度总表** 由美国威尔逊山天文台编制，1953年出版，刊载了15107颗恒星、银河星云和球状星团的视向速度。

另外，尚有变星总表，双星总表，各种类型的射电源表等等刊载天体物理特性的专用星表。

§14.9 天文常数系统概述

在前面讨论建立基本坐标系的问题时，已强调过基本坐标系

是一个太阳系质心平赤道坐标系。但是，到目前为止，天体测量观测都是在地球表面进行的，也就是说，直接由观测确定的参考系是以观测站为原点的坐标系(简称为站心坐标系)。为了将站心坐标系转换到地心坐标系，然后到太阳系质心坐标系，就需要知道某些参数(例如地球赤道半径、太阳视差等)的精确值。另一方面，将基本坐标系从标准历元换算到其他历元时，则需要知道准确的岁差常数值。

在描述天体的大小、形状、运动和物理化学状态的许多参数中，一些固定不变的或者只随时间作缓慢变化的参数统称为天文常数。在众多的天文常数中，有些常数相互之间受着物理定律的制约，它们应满足一定的函数关系。因此，不仅要知道天文常数的精确数值，还必须研究它们之间的内在联系，并在测量精度范围内调整其数值，这就是所谓建立天文常数系统的问题。

天文常数系统的建立和基本坐标系的建立一样，也是天体测量学的重要研究领域之一。

一、历史回顾

十九世纪以前，由于天文观测的精度较低，理论也不甚完善，因此建立天文常数系统的问题并不突出。这时，天文学家往往各自为政，在研究工作中自行选定各有关常数的数值。

随着观测精度的提高，在全世界范围内选定一组公认的天文常数就提到日程上来了。为此，1896 年在巴黎召开的国际基本恒星会议和 1911 年举行的国际天文年历会议一致决定，统一采用美国天文学家纽康推荐的一组天文常数。此后又陆续补充了几个常数值，形成了第一个包括 14 个天文常数的系统，后来被称为纽康天文常数系统。从 1896 年至 1968 年共使用了 70 余年。

严格地说，第一个天文常数系统中的各常数间的相互关系，

并不完全符合建立天文常数系统的概念。

1950 年和 1963 年国际天文学联合会召开了两次以天文常数为专题的学术讨论会，研究了修改旧天文常数系统并建立新天文常数系统的问题。

二、IAU (1964)天文常数系统

在 1964 年召开的 IAU 第 12 届大会上通过了 IAU (1964) 天文常数系统，并于 1968 年起采用。

这个系统包括了 23 个天文常数及一组大行星质量的采用值，按这些常数的来源可分为三类：定义常数、基础常数和导出常数。

定义常数是硬性规定不能作任何修正的常数，例如高斯引力常数，一经定义后便固定不变。在 IAU (1964) 天文常数系统中有两个定义常数。

基础常数是由观测得到的最佳值，IAU (1964) 天文常数系统中有 10 个，例如黄经总岁差，章动常数以及黄赤交角等。

导出常数是根据定义常数和基础常数按相应的数学关系式推导出来的，IAU (1964) 天文常数系统中共有 11 个，例如太阳视差，光行差常数以及地球扁率等。

这个新天文常数系统中常数的数值比纽康系统的精确，各常数间也较一致。但由于保留了纽康系统中的黄经总岁差、黄赤交角和章动常数，仍然不够理想。IAU (1964) 天文常数系统使用到 1983 年底。

三、IAU (1976，1980)天文常数系统

1976 年召开的 IAU 第 16 届大会通过了目前正在使用的天文常数系统。会后又对其中的章动常数做了修订，采用了 IAU

(1980)章动序列。

这个天文常数系统包括19个天文常数以及一组大行星质量采用值，参看表14.1。

表14.1 IAU (1976, 1980)天文常数系统

No.	常数名称	符号	采用值
	(一)定义常数		
1	高斯引力常数	k	0.01720209895
	(二)基础常数		
2	光速	c	299792458 米/秒
3	每天文单位的光行时	τ_A	499.004782 秒
4	地球赤道半径	a_e	6378140 米
5	地球动力学形状系数	J_2	0.00108263
6	地心引力常数	GE	3.986005×10^{14} 米^3/秒^2
7	引力常数	G	6.672×10^{-11} 米^3/千克·秒^2
8	月地质量比	μ	0.01230002
9	黄经总岁差(J2000.0)	p	5029.0966″
10	黄赤交角(J2000.0)	ε	23°26′21.448″
	(三)导出常数		
11	章动常数(J2000.0)	N	9.2025″
12	天文单位	$A=c\tau_A$	1.49597870×10^{11} 米
13	太阳视差	$\pi_\odot=\arcsin(a_e/A)$	8.794148″
14	光行差常数(J2000.0)	κ	20.49552″
15	地球扁率	f	0.00335281=1/298.257
16	日心引力常数	$GS=A^3k^2/D^2$	1.32712438×10^{20} 米^3/秒^2
17	日地质量比	$S/E=GS/GE$	332946.0
18	日与地月系质量比	$(S/E)/(1+\mu)$	328900.5
19	太阳质量	$S=GS/G$	1.9891×10^{30} 千克
20	行星质量系统(行星质量倒数)		

行星	质量倒数	行星	质量倒数
水星	6023600	木星	1047.355
金星	408523.5	土星	3498.5
地月系	328900.5	天王星	22869
火星	3098710	海王星	19314
		冥王星	3000000

在这个常数系统中，利用最新观测资料修订了原有的常数值，增加了常数值的有效位数。各常数间的内部关系也作了必要的调整，例如将天文单位（A）由基础常数改为导出常数，增加引力常数（G）作为基础常数等。

计算天文常数的标准历元由原来的1900年改成2000年，并记为J2000.0。

在这个系统中，时间的天文学单位不再用地球自转或公转运动来定义，而取国际单位制（SI）秒的整数倍来定义，即1日（D）＝86400秒。这样一来，天文学中的时间单位就与其他学科领域里的时间单位一致了。

以太阳质量（S）作为质量的天文单位。

长度的天文单位是导出常数A，通常就简称为天文单位。

IAU（1976，1980）天文常数系统已从1984年正式启用，同时基本星表FK_4系统也过渡到FK_5系统。

§14.10　测定恒星位置的新技术

一、射电天体测量学

射电干涉测量是本世纪60年代后期迅速发展起来的一门新技术，随着观测技术的不断完善，在天体测量学领域内已形成一个独立的分支学科——射电天体测量学。

1967年春，加拿大阿尔贡昆射电天文研究所用一架46米射电望远镜（图14.13）和一架10米射电望远镜完成了射电干涉测量的试验。几乎在同一时期，美国也取得了类似试验的成功。

通过射电干涉测量可以测定河外射电源或银河射电星的位置，目前的定位精度已与光学仪器的定位精度相当。同时，射电干涉测量还可确定出地球自转参数，这方面的内容将在下一章中



图 14.13 46 米射电望远镜

论述。

射电干涉测量就是利用两架射电望远镜在同一时刻接收某个射电源的电磁辐射，测出射电信号到达两天线的相位差，然后解算出该射电源的位置，地球自转参数以及其他有关信息。

有两种不同的射电干涉测量技术已付诸实现。一种是用电缆（或微波传输）连接的短基线（数千米）干涉测量，又称为连线干涉测量技术（简称 CEI）；一种是甚长基线（数千千米）干涉测量技术（简称 VLBI）。根据目前的发展水平来看，VLBI 用途较广泛，具有更强的生命力。

VLBI的主要特点是：在两架射电望远镜处，采用原子钟控制的高稳定度独立本振系统和磁带记录装置，观测结果记录在磁带上，然后一起输入电子计算机中，进行相关处理，获得观测结果。

VLBI的定位精度，据估计近年内可达 ±0.005″，预期不久的将来可提高到±0.001″～±0.002″。

由于河外射电源的自行实际上可以忽略，通过射电源的定位观测有可能建立起一个射电源惯性坐标系。把目前采用的以恒星为定标点的基本坐标系与射电源惯性坐标系联系起来，将会对天体测量学的发展产生深远的影响。

二、空间天体测量学

在射电天体测量学兴起的同时，随着空间探测的蓬勃发展，另一个极有前途的天体测量学分支——空间天体测量学应运而生。

空间天体测量计划就是把天文望远镜送到地球外层空间的轨道上，自动进行天体测量观测，测出大量恒星的位置、自行和视差。

与经典的地面天体测量观测相比较，空间天体测量观测具有下述明显的优点：

(1) 没有大气折射，可消除由于大气折射改正不准确所带来的误差；没有大气抖动和闪烁的影响，星像质量好。

(2) 没有大气吸收，可观测到更暗弱的天体。

(3) 没有重力，自动排除了望远镜镜筒弯曲的影响。

由于这些优点，空间天体测量引起了各国天文学家的关注。通过70年代以来的反复探讨，目前较成熟的两项空间天体测量计划可望在近几年内实现。

1. 依巴谷天体测量卫星(简称 HIPPARCOS)　这项计划最早是法国天文学家提出的，后被欧洲航天局采纳。这颗卫星的全名是高精度视差采集卫星，将发射到与地球同步的轨道上，卫星每 24 小时绕轴自转 10 圈。计划在两年半的观测期间内，测定 10 万颗恒星(绝大多数亮于 11^m)的星位、自行和视差，观测精度可达 $\pm0.002''$，这远远超过了当前地面观测结果的数量和质量。依巴谷卫星计划于 1988 年发射。

依巴谷卫星上的望远镜主镜的口径约 25 厘米，等效焦距约 2.5 米。通过一块由两个反射镜面组合成的复合角镜，在望远镜视场内可高精度地测出一对相距约 58° 的恒星之间的角距离。望远镜光学系统示意图见图 14.14。

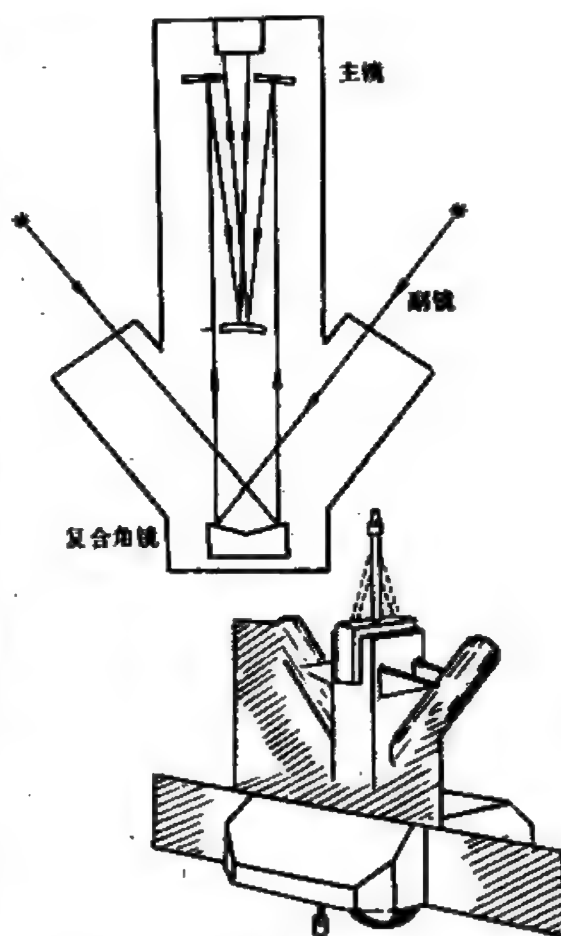


图 14.14　依巴谷卫星的光学系统示意图

在卫星自转并绕太阳公转的过程中，望远镜可完成对整个天球的连续扫描，取得恒星间角距离的观测数据 2000～3000 万个。利用先进的计算技术处理这些观测数据，大概需要两年的时间才能解算出恒星的星位、自行和视差来。

可以预计，若干年后(90 年代初)第一批空间天体测量成果的获得，必将对天文学各个分支学科的发展产生难以估量的影响。

2. 空间望远镜（简称 ST） 这是美国航空和航天局的一项空间探测计划，准备用航天飞机把一架口径 2.4 米的大型望远镜送入轨道，预定在 1988 年以后发射。

ST 的分辨率将比最好的地面望远镜提高 10 倍，极限星等可达 20^m。预计可使用 15～20 年。

ST 上装载的 6 台仪器中，有三台与天体测量观测有关，包括一架暗弱天体摄影机，一架宽视场和行星摄影机，以及精密导航传感器。

暗弱天体摄影机的视场是 $11'' \times 11''$，主要用来测定恒星视差。宽视场和行星摄影机可按两种模式工作：一种视场为 $160'' \times 160''$，另一种视场为 $68'' \times 68''$。可从事密近双星，球状星团的成员星与内部运动的研究，也可测定暗星的视差。

精密导航传感器可用于多方面的天体测量观测，它既能测定恒星的视差，又能测出 SAO 星表的亮星相对于射电源的位置和自行。此外，精密导航传感器还能对太阳系天体跟踪观测。

ST 能观测到 $10^m \sim 17^m$ 的恒星，测定恒星相对位置的精度可达 $\pm 0.002''$。但是，ST 不是巡天型的观测仪器，它不象依巴谷卫星那样对整个天球进行扫描观测，而是每次只对准天球上极小的一个区域，因此所得到的观测结果都是相对的。譬如说，ST 测出的视差事后应经过进一步处理，并需在观测前选定合适的比较星。用依巴谷卫星和 ST 同时测定同一些恒星的视差，就有可能求得 ST 测出的这些星的相对视差改正量。

由于空间天体测量观测不是相对于赤道和春分点进行的，因此只能测定出各恒星的相对位置，尚需利用高精度的地面观测来定标，才能归算出它们在基本坐标系中的位置。

第十五章　地球自转参数和天文点的测定原理

§15.1　太尔各特法测定纬度

一、原理

为了测定观测地点的纬度，在长期实践的基础上，1857 年美国大地测量学家太尔各特（A. Talcott）提出了一种比较精确而实用的方法，称为太尔各特法。这种方法要求依次观测天顶南北两颗天顶距相近的恒星，直接测出两颗恒星的天顶距差，然后根据恒星的已知赤纬就可求出纬度。

一南一北的两颗恒星常称为太尔各特星对（简称星对），如图 15.1 所示。因为观测量是星对的天顶距差，所以太尔各特法又常称为天顶距差法。

下面以上中天观测为例说明太尔各特法测纬的原理（参看

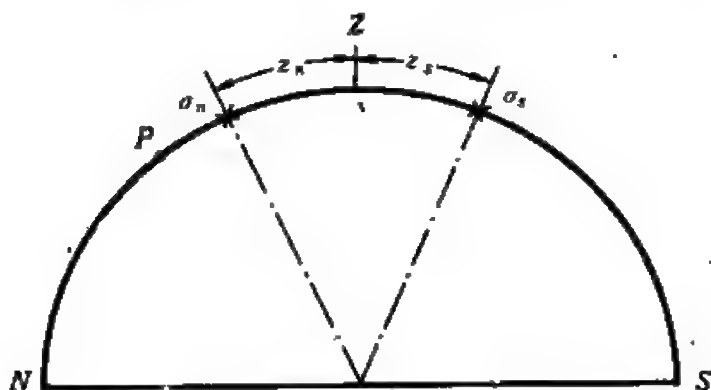


图 15.1　太尔各特星对

图15.1) 以 δ、z、ζ 和 ρ 分别表示观测瞬间恒星的赤纬、中天时的真天顶距、视天顶距和大气折射，以 φ 表示待测的纬度。对于南星 σ_s 的中天观测，将有

$$\varphi=\delta_s+z_s=\delta_s+(\zeta_s+\rho_s), \tag{15.1}$$

而对于北星 σ_n 来说则有

$$\varphi=\delta_n-z_n=\delta_n-(\zeta_n-\rho_n), \tag{15.2}$$

合并(15.1)和(15.2)式，可求得纬度

$$\varphi=\frac{1}{2}(\delta_s+\delta_n)+\frac{1}{2}(\zeta_s-\zeta_n)+\frac{1}{2}(\rho_s-\rho_n). \tag{15.3}$$

这就是太尔各特法测纬的原理公式。式中 $\frac{1}{2}(\delta_s-\delta_n)$ 由星表中查出，常称为星对赤纬。

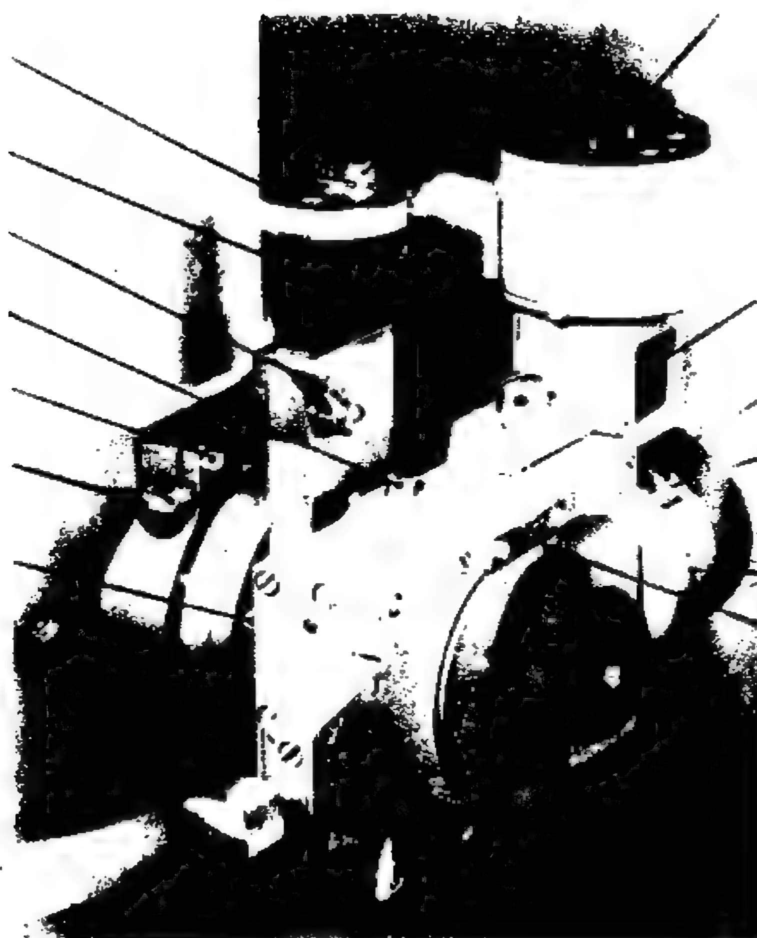
由(15.3)式可知，只要通过观测得到天顶距差 $\frac{1}{2}(\zeta_s-\zeta_n)$，改正大气折射之差 $\frac{1}{2}(\rho_s-\rho_n)$ 后就可得到纬度 φ。

由于在观测中是直接测定 $\frac{1}{2}(\zeta_s-\zeta_n)$，而不需分别测定 ζ_s 和 ζ_n，因此可避免测定天顶距所带来的误差。同时，因为两颗星的天顶距相差不大，前后观测时间间隔也不太长，所以 $\frac{1}{2}(\rho_s-\rho_n)$ 为一小量，这样就大大削弱了大气折射不准确所带来的误差。

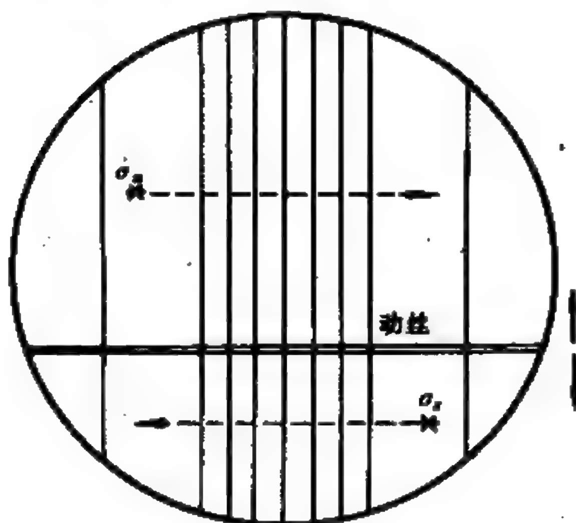
二、观测方法

为了能不通过测量天顶距而直接测出天顶距差，需要使用专门设计的观测仪器——天顶仪(参看§3.5中的图3.37)。

天顶仪的目镜端装有一个目镜测微器(图15.2a)。通过测微轮的旋转带动视场内的动丝移动，而动丝在视场内移动的距离可用测微轮转过的周数表示出来。只要知道了测微轮转动一周在天



(a)



(b)

图 15.2 (a) 天顶仪的目镜测微器 (b) 视场丝网

球上所对应的角度(常称为测微器周值)，就可将动丝移过的线距离化为天球上的角距。

假定组成太尔各特星对的两颗恒星中，南星先过中天，而北星稍迟；南星的中天天顶距略大于北星的中天天顶距。观测前，根据两颗星的赤纬，可以算出它们的平均中天天顶距，将望远镜指向平均天顶距处，并对准南星。当南星进入视场后(参看图 15.2 b)，旋转测微轮用动丝对准星像，读出测微轮上的读数 M_s(周数及周的小数)。然后将望远镜绕仪器的垂直轴旋转 180°，这时望远镜将指向天顶以北平均天顶距处。等候北星进入视场后，同样转动测微轮用动丝对准星像，并读取测微轮读数 M_n。如果以 R 表示测微器周值，显然有

$$\xi_s-\xi_n=(M_s-M_n)R. \tag{15.4}$$

为保证观测成功，两颗星的天顶距差不能太大，至多不能大于目镜测微器的视场，否则就可能在望远镜转过 180° 后无法使另一颗星出现在视场内。通常，限制星对的天顶距差不超过视场的一半。同时，两颗星依次中天的时刻差，即它们的赤经差最好在 $4^m\sim10^m$ 范围内，间隔时间太短或太长都对观测不利。

三、观测仪器

天顶仪是专为太尔各特法测纬而设计的。望远镜的口径有 110 毫米，135 毫米，180 毫米几种，基本构造大同小异。

讨论观测方法时，实际上假定了望远镜在观测南星和北星的过程中，其天顶距没有任何变化。这一点在仪器旋转 180° 的情况下是很难保证的，一般说总有可能发生微小的变化。为了能反映出望远镜天顶距的这种微小变化，天顶仪附有与镜筒相连的精密水准器(常称为太尔各特水准器)，利用水准器的气泡位移量可修正天顶距差的测定值。

目镜测微器、太尔各特水准器，以及使仪器迅速旋转 180° 的转轴装置构成了天顶仪的必不可少的部件。

除了目视天顶仪外，利用照相天顶筒（参看 §3.5 的图 3.36）也可测定纬度。由于采用了照相方法，其观测精度优于目视天顶仪。

§15.2 纬度变化和地极移动

一. 纬度变化的发现

自从 1765 年欧拉预言地球自转轴应在地球本体内绕其惯量主轴旋转（称为自由摆动）以后，不少天文台都曾试图发现由于地极移动（简称极移）所造成的纬度变化。随着测纬精度的提高，观测结果证实了纬度变化的存在。但是，不同天文台的结果并不一致，很难令人信服这种纬度变化是极移引起的。

1888 年在国际弧度测量总局主持下，在中欧的柏林、布拉格和波茨坦等地的天文台制订了按太尔各特法观测的计划。两年后，为了测定经度相差 180° 左右的地点的纬度，派遣了一支观测队到夏威夷群岛的火奴鲁鲁。对一年多的纬度观测结果进行分析以后，终于揭示出经度相差 180° 的两地纬度变化曲线的位相恰恰相反的规律，从而证实了纬度变化的主要成因是地极移动。

1891 年美国天文学家钱德勒（S. C. Chandler）分析了 1837～1891 年间全世界 17 个天文台三万多个纬度观测结果，发现极移存在两种周期运动：一种是周期近于 14 个月的自由摆动，称为钱德勒摆动；另一种是周年摆动，这是由大气的周年活动引起的地极受迫摆动。

二、地极移动和纬度变化

为了通过纬度变化来研究地极移动的周期和振幅，必须推导

出两者间的理论关系式。

在图 15.3 中，假定 P_0 表示地极的平均位置（简称平均极），P 表示地极的瞬时位置（简称瞬时极）。由于极移甚小，可以将地极附近作为平面来处理。建立一个原点在 P_0 的直角坐标系，x 轴沿格林尼治子午线方向，y 轴指向格林尼治以西 90° 的方向。令 P 相对于 P_0 的坐标为 (x, y)，并称为地极坐标。对于经度为 λ（这里规定西经为正）的一个观测地点 M，在某一瞬间，M 点的瞬时纬度 φ 与平均纬度 φ_0 之差 $\Delta\varphi$ 等于

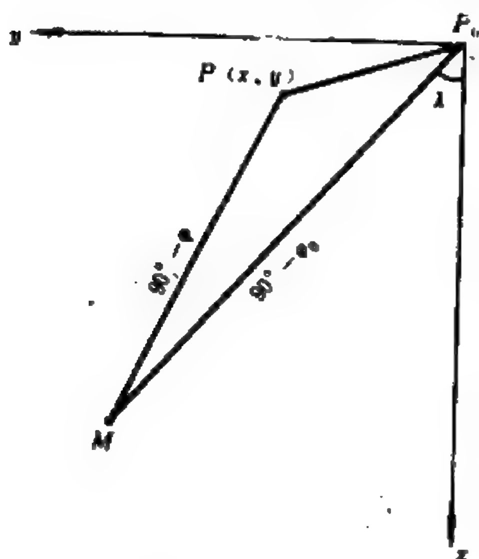


图 15.3 极移和纬度变化

$$\Delta\varphi=\varphi-\varphi_0=x\cos\lambda+y\sin\lambda. \qquad (15.5)$$

上式称为科斯京斯基（C. K. Костинский）公式。利用两个以上的天文台测出的纬度变化，按（15.5）式就可求解出地极坐标 (x, y)。

三、极移对经度的影响

极移造成纬度变化的同时，还引起观测地点经度的变化，其关系式为：

$$\Delta\lambda=(x\sin\lambda-y\cos\lambda)\mathrm{tg}\varphi. \qquad (15.6)$$

由（15.6）式可知，$\Delta\lambda$ 是观测地点坐标 (λ, φ) 的函数。因此，在不同观测地点利用测定地方时而得到的世界时互不

相同。为了统一世界各地测定时间的结果，应消除极移的影响。

四、极移服务

利用天体测量观测手段提供系统的地极坐标的工作称为极移服务。通常，每隔 0.05 年计算出一组地极坐标 x 和 y，将若干年内的 x 和 y 值点在图上，可以画出地极移动的轨迹，如图 15.4 所示。

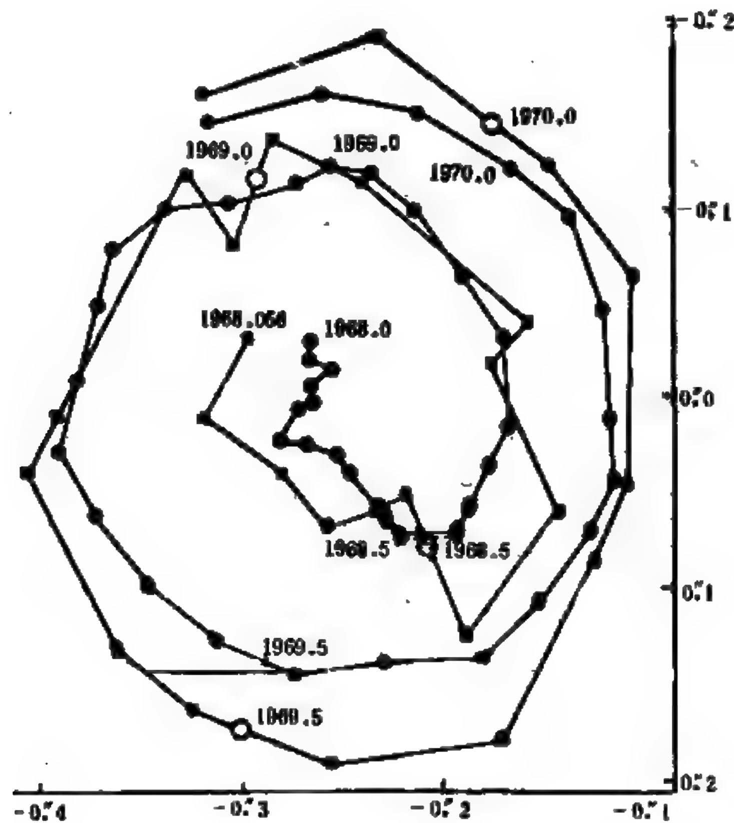


图 15.4 1968.0—1970.0 的地极移动轨迹圆点表示 ILS 的资料；方块表示 BIH 的资料

曾先后有三个国际性组织负责确定地极坐标。它们是国际纬度服务（简称 ILS），国际极移服务（简称 IPMS），以及国际时间

局（简称 BIH）。

ILS 是 1899 年成立的，在北纬 39°08′ 纬圈上设立了配备天顶仪的国际纬度站（不同时期参加的台站数目有些变动，最后由五个台站组成了 ILS 系统）。观测结果由 ILS 中央局统一处理，从 1962 年起 ILS 中央局固定设在日本的水泽国际纬度站。1982 年 7 月美国的两个国际纬度站撤消，致使 ILS 解体。

IPMS 成立于 1962 年，资料处理中心设在日本水泽国际纬度站。IPMS 除发表用五个 ILS 站的测纬资料推算的 x，y 以外，同时还利用全球各天文台的测纬资料提供另一套 x，y 值。

BIH 是一个国际性的时间服务机构，设在法国的巴黎天文台内。BIH 曾从 1955 年起，利用若干台站的测纬资料快速确定 x，y，称为极移快速服务。1968 年又联合利用测纬和测时资料，推求 x，y 和世界时，称为 1968 年 BIH 系统。

半个多世纪以来的研究表明，极移的振幅不超过 0.5″，其中除钱德勒自由摆动和周年受迫摆动外，尚含有半年周期及数十年周期的分量；还发现了可能存在的地极的长期漂移。

由于经典光学仪器观测精度的局限性，若干极移的规律和特征尚未彻底查明，现正寄希望于发展中的各种新技术（参看 §15.6）。

§15.3 中星仪测时

一、天文测时的基本公式

在某一给定瞬间，地方恒星时 s，恒星的时角 t，以及恒星

赤经 α 三者之间的关系为

$$s=t+\alpha. \tag{15.7}$$

天文测时是指观测一颗 α 已知的恒星，记录观测时刻的钟面读数 T，那么天文钟的钟差 u 就等于

$$u=(t+\alpha)-T. \tag{15.8}$$

上式表明，只要能通过天文观测确定恒星的时角 t，钟差 u就可求出，这样天文测时的目的也就达到了。

特别是依据(15.8)式，如果在恒星中天时观测，这时 $t=0$，那么

$$u=\alpha-T. \tag{15.9}$$

这就是中天法测时的基本公式。

二、中星仪测时的方法

为进行中天法测时，专门设计了中星仪(参看§3.5的图3.38)。中星仪的结构与第十四章提到的大中星仪类似，只是望远镜口径较小，一般为10厘米，仪器结构也较轻便。

利用中星仪测时，考虑到仪器误差 i，c，k 的存在，可将梅耶公式(14.13)改写为：

$$\begin{aligned} u=\alpha-T-[&c\sec\delta+i\cos(\varphi-\delta)\sec\delta \\ &+k\sin(\varphi-\delta)\sec\delta]. \end{aligned} \tag{15.10}$$

如把 i 和 c 的值预先定出并在观测时刻中扣除其影响，(15.10)式可写成：

$$u+kK=\alpha-T. \tag{15.11}$$

式中 $K=\sin(\varphi-\delta)\sec\delta$，$T$ 内已包含了 i 和 c 的影响。

由(15.11)式可知，每观测一颗恒星，就可列出一个含有两个未知数 u 和 k 的方程。因此，从原理上讲，只要观测两颗恒星就能确定钟差。

在实际工作中，往往选取10颗以上的恒星作为一组来测时，这样就需利用最小二乘法求解，最后同时给出钟差 u 和方位差 k。

进一步分析(15.11)式可以看出，不同的恒星对测定方位差 k 的作用也不同。显然，系数 K 越大，对确定 k 越有利，这就需观测拱极星和天顶距大的恒星。而为了对确定 u 最有利，应选那些能使 $K=0$ 的恒星，即天顶附近的恒星。综合这两方面的要求，一组测时星可按下述组合来选取，包括：10颗左右近天顶星，2~3颗赤道星，1~2颗拱极星。

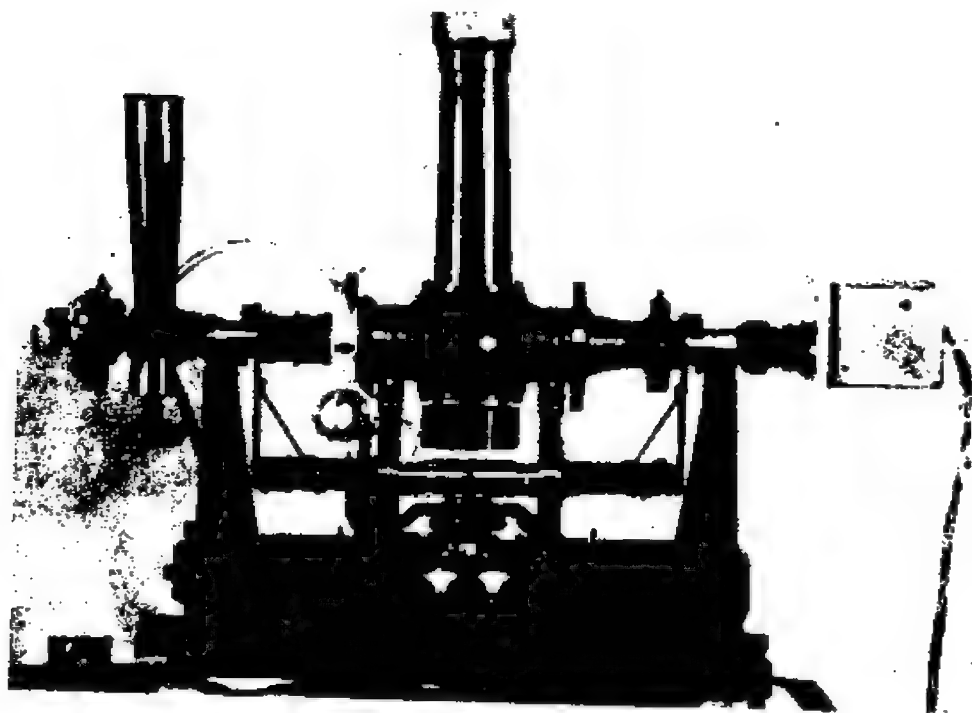


图 15.5 光电中星仪

三、其他测时仪器

除目视中星仪外，还有光电中星仪(图15.5)，它是在目视中星仪上加装光电记录设备和导星镜而制成的一种测时仪器。利用导星镜来寻星，通过光电记录装置自动记录恒星过中天的时刻。由于摆脱了因人而异的人差对观测结果的影响，使测时精度有大幅度的提高。

照相天顶筒能够同时测纬和测时，观测精度也很高。

§15.4 精确时间的发播

一、天文钟和守时工作

早期，人们利用天文摆钟来守时，并通过天文测时进行校准。天文摆钟一般采用秒摆，摆长约 990 毫米。由于摆钟受温度变化和重力的影响，最好的天文摆钟的日误差为几个毫秒。

1927 年出现了石英钟，1932 年开始用于天文台的守时工作，后经不断改进，到本世纪 50 年代已取代了天文摆钟。石英钟的核心是一个晶体振荡源，它是依据石英晶体的压电原理制成的。晶体振荡的频率很稳定，最好的石英钟的误差在几十年内不超过一秒。

美国在 1949 年制成了世界上第一台原子钟——氨分子钟。1955 年英国研制成功第一台铯原子钟。此后，又相继出现了氢原子钟、铷原子钟等，进入了利用原子频率标准计量时间的新纪元。

原子钟的频率准确度和稳定度很高，例如，铯原子钟的频率准确度可达 10^{-13}。同时，原子钟具有很好的复制性。在 1967 年

10月举行的第13届国际度量衡大会上，决定把原子时秒长作为国际单位制（SI）的时间单位，使时间计量标准从天文学的宏观过程过渡到物理学的微观领域。

尽管原子钟的频率稳定度很高，但研究表明，绝大多数原子钟的输出频率仍存在随机性起伏及系统性漂移。这样一来，由各个原子钟所提供的钟面时，在所需精度范围内会略有差异。

利用原子钟守时，往往选用一组原子钟，通过高精度的比对尽可能消除各种系统漂移和随机起伏的影响，用统计方法组成所谓平均原子钟，以提供原子时。

二、无线电时号和播时工作

近代的播时方法是在无线电通讯技术发明以后，通过无线电时号的发播和收录而实现的。无线电时号的首次实验性发播是1904年在美国进行的，接着在1910年法国和德国先后实现了用短波无线电台发播时号。BIH在1920年1月1日正式开始活动后，负责协调全世界各天文台的授时工作。

为了使用部门的方便，无线电时号应具备下列条件：

（1）时号所指示时刻的明确性

时号应具有易于识别的标准时间的时、分和秒。为此时号应按预先编排好的程序和节目单发播，使收录者很容易从接收到的一组时号中区分出每个时号所对应的标准时刻。

（2）讯号间距的稳定性

时号不仅应秒间距、分间距保持不变，还要求日间距也尽量保持恒定。这样便于使用者内插或外推任一瞬间的标准时刻。

（3）时号的清晰性

为了在地球上不同地点都能很好地收录和使用时号，必须研究电离层反射条件变化的规律，选择适宜的发播频率，采用足够

的发射功率以及有效的发射天线。

目前，全世界有26个国家的近50个短波无线电台发播时号，其中全天24小时连续发播时号的有12个国家，包括中国的陕西天文台，电台呼号为BPM。BPM时号有两类：以UT_1为基础的BPM_1，和协调世界时BPMc。

BPM的发播频率有：10兆赫（世界时0^h～24^h），5兆赫（世界时9^h～1^h），以及15兆赫（世界时1^h～9^h）。BPM时号以半小时为一发播周期，其发播程序如下：

59^m00^s～00^m00^s	BPM呼号（1分钟）
00^m00^s～05^m00^s	BPMc时号（5分钟）
05^m00^s～10^m00^s	BPM_1时号（5分钟）
10^m00^s～15^m00^s	供校准频率用的无调制载波（5分钟）
15^m00^s～25^m00^s	BPMc时号（10分钟）
25^m00^s～29^m00^s	BPM_1时号（4分钟）

当前，短波无线电时号的精度可达$\pm0.001^s$。为了适应更高精度的要求，各种新型技术手段，诸如电视同步、卫星通讯时间同步、长波和超长波授时等相继问世，把授时工作的精度推进到了微秒（10^{-6}秒）数量级。

§15.5　世界时、历书时和协调世界时

在§2.5中已初步介绍过几种不同的时间计量系统，本节将从天体测量学的角度作更深入的讨论。

一、世界时

世界时即格林尼治平太阳时，它是以地球自转为依据而建立

的一种时间计量系统。显然，地球自转速率的不均匀性和极移的影响都包含在世界时中。

1956 年起，把世界时划分为三种：

(1) UT_0——由各天文台根据天文测时结果直接推算出来的世界时。

(2) UT_1——在 UT_0 中作极移的修正，即加上 (15.6) 式给出的 $\Delta\lambda$ 值。

(3) UT_2——在 UT_1 中引进地球自转速率季节性变化的经验改正项 ΔT_s。分析了大量天文测时资料查明 ΔT_s 的变化规律逐年相当接近，可表为下列经验公式：

$$\Delta T_s = a\sin 2\pi t + b\cos 2\pi t + a_1 \sin 4\pi t + b_1 \cos 4\pi t. \quad (15.12)$$

式中 t 以年为单位，从贝塞耳岁首起算。

从 1962 年起，国际时间局采用的(15.12)式中各系数值为

$$\left.\begin{aligned} a &= 0.022^s, \\ b &= -0.012^s, \\ a_1 &= -0.006^s, \\ b_1 &= 0.007^s. \end{aligned}\right\} \quad (15.13)$$

这三种世界时系统间的关系为：

$$\left.\begin{aligned} UT_1 &= UT_0 + \Delta\lambda, \\ UT_2 &= UT_1 + \Delta T_s = UT_0 + \Delta\lambda + \Delta T_s. \end{aligned}\right\} \quad (15.14)$$

UT_1 是地球自转角度的反映，因此常将其变化量 ΔUT_1 作为地球自转的一个参数。

UT_2 不仅含有地球自转速率的长期变化和不规则变化，而且还受经验改正 ΔT_s 不够严格的影响，因此 UT_2 并非是一个均匀的时间计量系统。

二、历书时

为了克服世界时的不均匀性，1960 年定义了以地球公转为基准的历书时，简称 ET。

纽康在分析了 250 年来积累的太阳观测资料，并总结了对地球公转运动的理论研究以后，给出了计算太阳平黄经的公式:

$$L_{\odot}=279^{\circ}41'48.04''+129602768.13''T$$
$$+1.089''T^{2}. \qquad (15.15)$$

式中 T 为从 1900 年 1 月 0.5 日起算的儒略世纪数(等于 36525 平太阳日)。

由(15.15)式可求得当 $T=0$ 时，即 1900.0 年回归年的长度为

$$\frac{(36525\times86400^{s})(360\times60\times60'')}{129602768.13}$$
$$=31556925.9747^{s}. \qquad (15.16)$$

把 1900 年初太阳几何平黄经等于 $279^{\circ}41'48.04''$ 的瞬间作为历书时 1900 年 1 月 0 日 12^{h} 整，而将该瞬间回归年长度的 31556925.9747 分之一定义为历书时秒。

将一回归年(1900)所包含的历书时秒数 31556925.9747 作为 IAU(1964)天文常数系统中的定义常数之一。

由历书时的定义可以看出，它是在精确掌握了地球公转运动规律的基础上建立的一种均匀时间计量系统。但是，历书时的测定需观测能反映地球公转的天体——太阳，由于观测太阳误差太大，在实际工作中利用月球的方位观测来确定历书时。即便如此，历书时的测定精度仍不够高，直到原子钟出现后，建立一种更均匀而稳定的时间计量系统才成为可能。

三、原子时

原子时秒长的定义在§2.5中已讲过。这里，将对国际原子时的建立以及协调世界时的采用等作进一步的介绍。

1．国际原子时(TAI)　TAI时刻的起算点取为1958年1月1日0^h UT，这一瞬间原子时与世界时仅差-0.0039^s。TAI的单位是SI秒。

TAI自1972年1月1日正式启用，目前由国际时间局根据世界各天文台的铯原子钟的相互比对来保持。并已向前外推而得出了1956～1971年期间的原子时。

2．协调世界时(UTC)　由于世界时的秒长逐年增加，势必造成世界时时刻落后于原子时，在一年内可积累达1^s左右。然而天文导航和空间探测等部门仍需要以地球自转角度为依据的UT_1。因此，为避免发播的原子时与UT_1产生过大偏离，1972年起国际上发播无线电时号时，采用了协调世界时UTC，其时间单位仍用SI秒，其时刻与UT_1的偏离始终保持不超过0.9^s。保持的方法是在年中或年末跳秒(即增加1^s或减去1^s)，跳秒前预先通知各使用部门。

3．力学时　1976年国际天文学联合会决定，在天体动力学的理论研究以及天体历表的编算中，从1984年起用力学时取代历书时。

力学时又分为两种。相对于太阳系质心的运动方程组及有关历表，时间引数用质心力学时，记作TDB；而相对于地心视位置历表的时间引数用地球力学时，记为TDT。

力学时是建立在TAI基础上的，规定1977年1月1日$0^h00^m00^s$TAI瞬间，对应的TDT为1977年1月1.0003725日(即1日$0^h00^m32.184^s$)。力学时的基本单位是日，1日等于

86400 SI 秒。

根据广义相对论原理，可以做到在 TDB 和 TDT 之间不存在长期项，而只存在微小的周期性变化，其中最大的项是周年变化，振幅为 0.001658^s。

§15.6 测定地球自转参数的新技术

一、地球自转参数

地极坐标 x, y, 以及世界时 UT_1 的变化量 $\Delta UT_1 = UT_1 - UTC$，常称为地球自转参数，简记为 ERP。

利用经典的光学仪器测定 x, y 和 ΔUT_1，由于受到测角精度的限制，很难使测定结果的误差小于 ±30 厘米（相当于 ±0.01"）。本世纪 60 年代后期发展起来的射电干涉测量技术和激光测距技术提供了突破这一限制的可能性。

1978 年，国际天文学联合会和国际大地测量与地球物理联合会（IUGG）共同发起了地球自转联测，简称为 MERIT 计划。该计划包括多种观测手段的联测，观测资料的分析处理以及总结等阶段。第一次联合观测（短期联测）在 1980 年 8～10 月进行；第二次联测（主联测）从 1983 年 9 月至 1984 年 10 月共延续了 14 个月。主联测期间还包括三个月（1984 年 4 月～6 月）的加密联测。最后，于 1985 年 7 月底在美国举行了一次国际会议，作出了 MERIT 计划的总结，以及对今后测定地球自转参数的建议。

MERIT 计划的主要目的是：

（1）全面比较测定 ERP 的各种技术手段；

（2）通过多种手段的联测，取得可靠性和时间分辨率更高的 ERP，以加深人们对地球运动及其与各种地球物理现象间联系的认识。

通过 30 多个国家的近 120 个台站数年的共同努力，MERIT 计划取得了成功。这项计划的成功导致在 1985 年 11 月举行的 IAU 第 19 届大会上通过一项决议，决定成立一个新的国际地球自转服务(IERS)机构，将从 1988 年 1 月起取代现有的 IPMS 和 BIH。

未来的 IERS 主要采用三种测定 ERP 的新技术：甚长基线干涉测量技术(VLBI)，月球激光测距(LLR)，人造卫星激光测距(SLR)。下面将分别介绍它们的工作原理。

二、VLBI 测定 ERP 的原理

如图 15.6*a* 所示，地面上基线长度为 D 的两座射电望远镜 B_1 和 B_2，同时观测一个射电源 S，被接收讯号的几何程差 d 为

$$d = D\sin\theta. \tag{15.17}$$

相应的几何延迟时间 τ_0 为

$$\tau_0 = \frac{d}{c} = \frac{D}{c}\sin\theta. \tag{15.18}$$

式中 c 为光速。

作一个地心天球，如图 15.6*b* 所示。将基线矢量 $\overrightarrow{B_1B_2}$ 和射电源矢量 $\overrightarrow{B_1S}$ 投影到天球上，得 B 点和 S 点。在地心赤道坐标

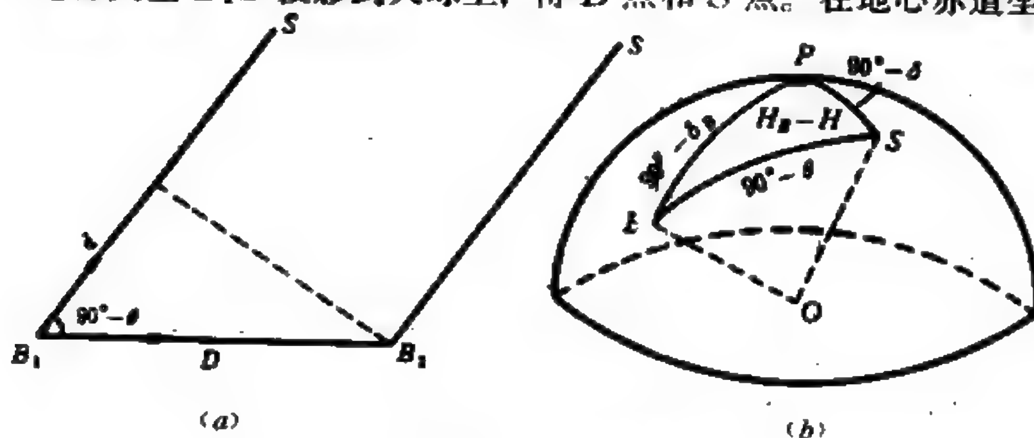


图 15.6 VLBI 测定原理

系中，设点 B 的赤纬为 δ_B，格林尼治时角为 H_B，而射电源 S 的赤纬为 δ，格林尼治时角为 H。

在球面三角形 PBS 中，利用余弦公式可得

$$\sin\theta=\sin\delta\sin\delta_B+\cos\delta\cos\delta_B\cos(H_B-H). \quad (15.19)$$

将上式代入(15.18)式中，有

$$\tau_0=\frac{D}{c}[\sin\delta\sin\delta_B+\cos\delta\cos\delta_B\cos(H_B-H)]. \quad (15.20)$$

在(15.20)式中，延迟时间 τ_0 是观测量，c 为已知量。待求量有 D，δ_B 和 H_B(称为基线参数)；δ 和 H(射电源的赤道坐标)。如果进行数个射电源的若干次观测，就可确定基线参数和射电源位置了。

易于理解，当地极移动时，基线参数 δ_B 将发生变化 $\Delta\delta_B$，地极坐标 x，y 与 $\Delta\delta_B$ 的关系就是(15.5)式，即

$$\Delta\delta_B=x\cos\lambda_B+y\sin\lambda_B. \quad (15.21)$$

式中 λ_B 为 B 点的经度，可由 H_B 推算出来。

利用两条不同基线的赤纬变化量，就可联合求解出地极坐标 x，y。

在与地球固连的坐标系中，只有 τ_0 和 H 随时间而变化，故求(15.20)式对时间的导数，可得

$$\frac{d\tau_0}{dt}=\frac{D}{c}\left[\cos\delta\cos\delta_B\sin(H_B-H)\frac{dH}{dt}\right]. \quad (15.22)$$

通过跟踪观测射电源可得出 $\frac{d\tau_0}{dt}$，按(15.22)式易于解出 $\frac{dH}{dt}=\Omega$，这就是地球自转角速率。知道了 Ω 以后，不难推求出 ΔUT_1 来。

70 年代后期，美国曾拟定过一项用 VLBI 测定 x，y 的计划，建立了由三个台站组成的 VLBI 网，通过 8 小时的观测，测定 x，y 的精度已高于 10 厘米，比经典技术提高了一个数

量级。另外的实验观测表明，VLBI 测定 ΔUT_1 的精度可达 $\pm 0.0002^s$，也同样比经典技术高一个数量级。

通过 MERIT 计划的实施，VLBI 测定 ERP 的精度已提高到 5 厘米。

三、LLR 测定 ERP 的原理

1967 年 7 月美国发射的宇宙飞船"阿波罗"11 号在月面上放置了一个角反射器列阵(参看图 4.26)，11 天以后美国利克天文台就用一架三米反射望远镜收到了从月面反射回来的激光束回波。此后，在美国麦克唐纳天文台用 2.7 米反射望远镜从事系统地观测，从 1970 年 10 月起正式提供地球自转参数 ΔUT_1，同时还取得了一系列有重大科学意义的成果。

从"阿波罗"11 号登月成功后至今，美国和苏联先后在月面上总共放置了 5 个角反射器，其中"阿波罗"15 号放置的角反射器成为激光测距观测的主要目标。

LLR 的工作原理并不复杂，把激光发生器产生的激光光束通过望远镜发射到月球上，月面上的角反射器将入射光束按原方向反射回地面，激光束回波被望远镜接收，并记录下激光束往返的时间间隔，这个时间间隔称为观测时延 τ_0。显然，从观测站到角反射器的观测距离 r_0 为

$$r_0=\frac{1}{2}\tau_0 c. \qquad (15.23)$$

式中 c 为光速。

在图 15.7 中，O 为地心；M 为观测站，M 的地心距为 R，经度和纬度分别为 λ 和 φ；A 为月面上的角反射器，它与 M 站的距离为 r；角反射器 A 的地心距为 a，其地心天顶距为 z。

由图 15.7 可知，下列关系式成立：

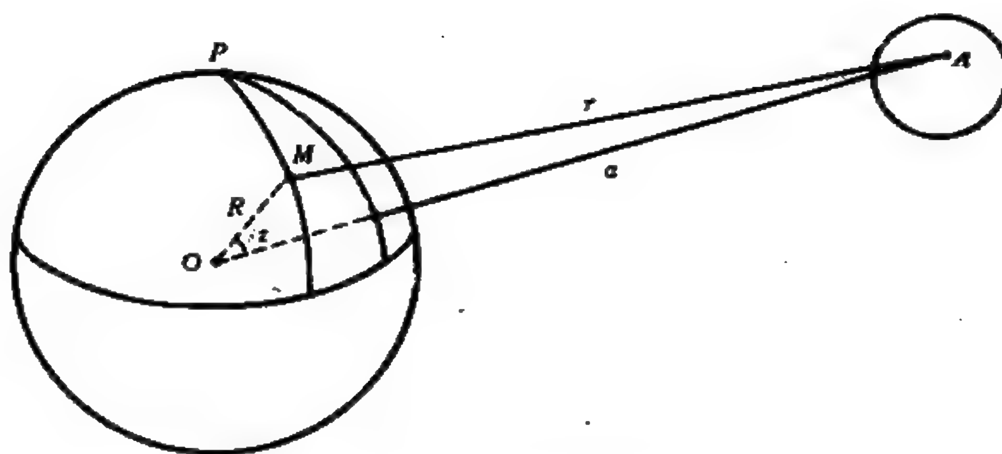


图 15.7 LLR 测定原理

$$r=a-R\cos z. \tag{15.24}$$

利用

$$\cos z=\sin\varphi\sin\delta+\cos\varphi\cos\delta\cos H. \tag{15.25}$$

式中 δ 和 H 分别为角反射器 A 的赤纬和时角。于是，(15.24)式可写成

$$r=a-R\sin\varphi\sin\delta-R\cos\varphi\cos\delta\cos H. \tag{15.26}$$

另一方面，根据 M 和 A 的空间位置，利用天体力学理论可计算出 M 与 A 的距离 r_c，从而可知激光束从发射到接收所需的时延计算值 τ_c。它与观测时延 τ_0 之差为 $\Delta\tau=\tau_0-\tau_c$，$\Delta\tau$ 中包含着地球自转参数，M 和 A 的位置误差，月球轨道要素误差，月球物理天平动等的影响。

对(15.26)式求微分，并用一次差代替微分后，可得

$$\begin{aligned}\Delta r=r_0-r_c=&R\Delta\varphi(\sin\varphi\cos\delta\cos H-\sin\delta\cos\varphi)\\&+R\Delta H\cos\varphi\cos\delta\sin H+C_i.\end{aligned} \tag{15.27}$$

式中用 C_i 表示除 $\Delta\varphi$ 和 ΔH 以外，所有对 r 有影响的参数。在几天内，可认为这些参数的影响变化不大，即把 C_i 视为常数。

通过两个以上台站的 LLR 观测，可联合求解出 $\Delta\varphi$ 和 ΔH。

实际上，ΔH 就是恒星时的变化量，易于换算成 ΔUT_0。再次利用(15.5)和(15.6)式，即

$$\left.\begin{aligned}\Delta\varphi &= x\cos\lambda + y\sin\lambda,\\ \Delta UT_1 &= \Delta UT_0 + (x\sin\lambda - y\cos\lambda)\operatorname{tg}\varphi.\end{aligned}\right\} \qquad (15.28)$$

就可以获得地球自转参数 x，y，ΔUT_1 了。

由于 LLR 的观测设备昂贵，技术要求复杂，且在新月期间无法观测，因此 LLR 的发展比较缓慢。在 MERIT 主联测期间，只有三个台站开展了 LLR 观测。

四、SLR 的工作原理和现状

SLR 最早出现于 60 年代中期，近 10 年来发展速度较快，测定精度也有较大提高。使用的观测仪器称为人造卫星激光测距仪，图 15.8 是上海天文台的第二代激光测距仪示意图。目前，国际上已研制成功了第三代激光测距仪。

SLR 测定 ERP 的原理是：从地面观测站朝卫星发射激光束，经卫星上的角反射器反射后，再由测距仪的望远镜接收返回的讯号，利用计数装置可测出激光束往返的时间间隔，从而推算出卫星的距离。然后，与 LLR 类似，根据卫星距离的测定值就可推算出 ERP。

专为 SLR 技术而发射的人造卫星常称为激光卫星。目前，经常观测的有两颗：一颗 STARLETTE 卫星，是法国空间研究中心在 1975 年 2 月发射的。它的特征是体积小且呈圆球形，直径 24 厘米，截面积 0.0452 平方米，重 47.295 千克。轨道高度约 950 千米，轨道倾角 50°。在它的表面覆盖着 60 块均匀分布的角反射器。

另一颗是激光地球动力学卫星，简称 LAGEOS。它是美国航空和航天局在 1976 年 5 月发射的，呈圆球形，直径 60 厘米，

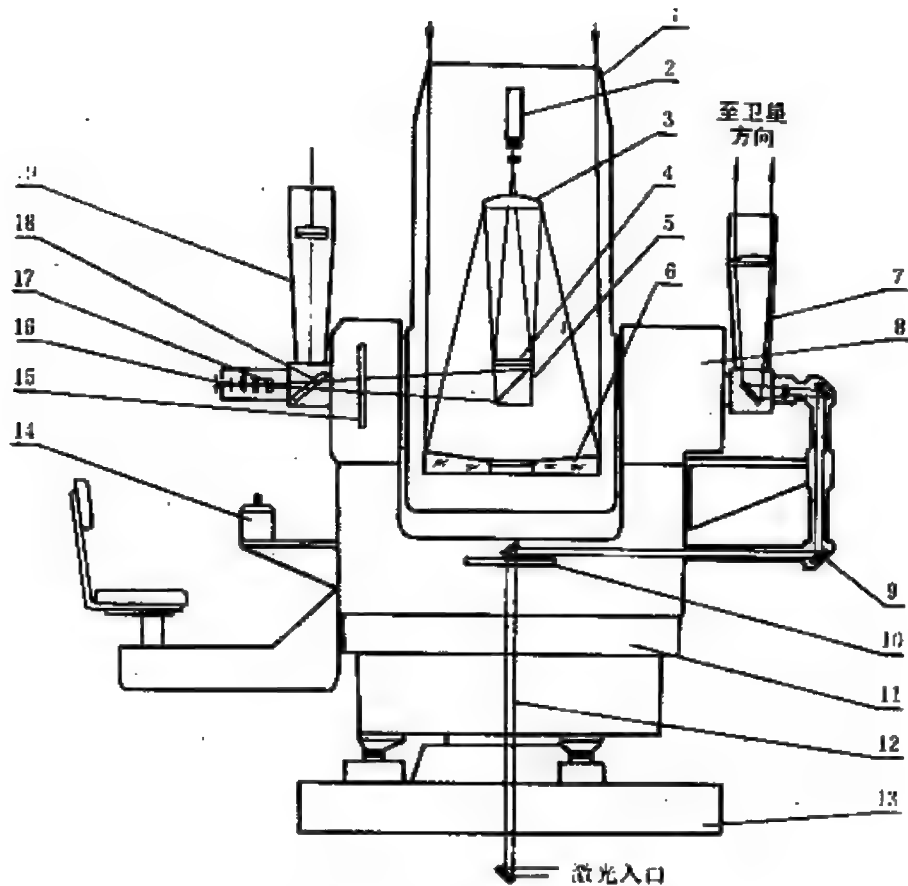


图 15.8　第二代人卫激光测距仪

1. 主镜筒　2. 光电倍增管　3. 副镜　4. 弯月型分光镜　5. 45°反光镜　6. ϕ600 mm 主镜　7. 发射镜(ϕ150 mm)　8. 高度力矩电机及测速机　9. 45°介质膜全反光镜　10. 方位编码器　11. 方位力矩电机及测速机　12. Coude 系统　13. 基座　14. 单杆　15. 高度编码器　16. 目镜　17. 改正镜　18. 可翻动 45°平面镜　19. ϕ150 mm 导星镜

重 411 千克。轨道高度约 5800 千米，轨道倾角 110°。它的表面覆盖着 426 块角反射器。

由于 LAGEOS 的轨道高度几乎等于地球的半径，因此它的轨道稳定，比 STARLETTE 卫星更易于精密定轨，也就更适合于 ERP 的测定。

在 MERIT 主联测期间，有19个国家的27个台站从事 SLR

观测。测定 ERP 的精度为 5 厘米。

§ 15.7 测定天文点的原理和仪器

一、原理

在地面上确定一个观测地点的位置，需要地理纬度和地理经度两个坐标。而为了计量被测目标的方位角，则需要知道观测地点的子午线方向。地面点子午线的方向往往用某一地面方位标的天文方位角来确定。

通过天文观测来确定纬度 φ，经度 λ 以及地面目标方位角 A，这就是天文点测定的内容。等级较高的天文点所要求的测定精度为：纬度 $\pm0.30''$，经度 $\pm0.02^s$，方位角 $\pm0.5''$。

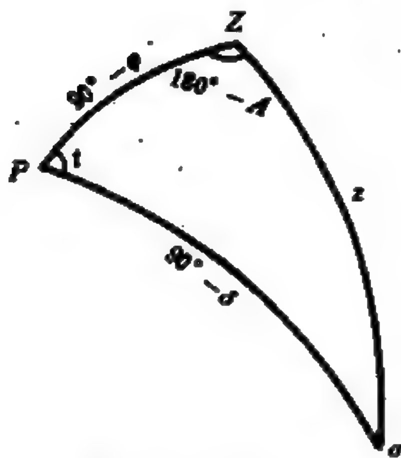


图 15.9 天文三角形

如图 15.9 所示，解决测定天文点的问题，实际上就是求解一个由天顶 Z，天极 P 以及天体 σ 组成的天文三角形。假定观测一颗恒星 σ，其 α 和 δ 已知；该恒星在观测瞬间的时角和天顶距为 t 和 z。利用余弦公式有

$$\cos z=\sin\varphi\sin\delta+\cos\varphi\cos\delta\cos t. \qquad (15.29)$$

同时有

$$t=s-\alpha=(T+u)-\alpha. \qquad (15.30)$$

式中 s 为地方恒星时，T 为天文钟的读数，u 为钟差。

由 (15.29) 式可知，如果测出恒星的天顶距 z，并记录下观测时刻 T，在已知 u 的情况下，就可以求解出观测地点的纬度 φ。

另一方面，如果 φ 为已知，通过测定天顶距 z 可求得钟差 u，

从而得到地方恒星时 s。利用 s 就能进一步推算出观测地点的经度 λ。

从上述基本原理可以看出，要测定天文点，必须拥有一架能测出恒星地平坐标的测角仪器，以及一套记录观测时刻的设备——天文钟和记时仪。

二、天文经纬仪及其使用方法

用来测定天文点的测角仪器称为天文经纬仪，它是一种小型的地平式天体测量仪器，如图 15.10 所示。

天文经纬仪具有相互正交的两个旋转轴。一个轴沿水平方向，称为水平轴，望远镜可绕水平轴在垂直面内旋转；另一个轴沿铅

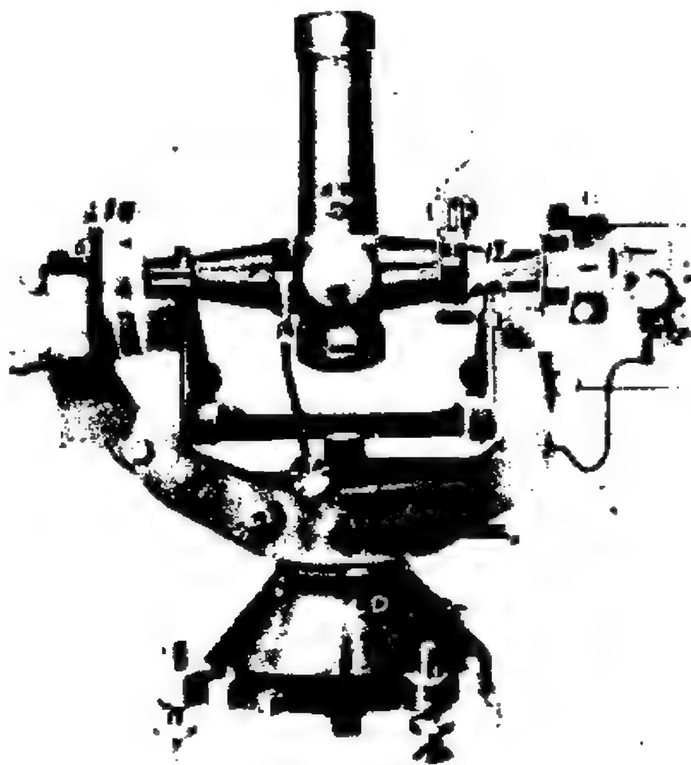


图 15.10 天文经纬仪

垂线方向，称为垂直轴，整个仪器的上部(包括望远镜和水平轴)可绕垂直轴在水平面内旋转。

与子午环一样，望远镜视线应垂直于水平轴。当视线绕水平轴旋转时，它将在天球上描绘出地平经圈；而整个仪器绕垂直轴旋转时，视线在天球上描绘出地平纬圈。

在水平轴上与视线平行安放着一个度盘——垂直度盘，而在垂直轴上水平安放一个水平度盘。当视线瞄准天球上一颗恒星时，根据这两个度盘的读数就可分别测出恒星的地平坐标(天顶距和方位角)。

在使用经纬仪观测前，首先要调整仪器的垂直轴指向铅垂线方向，这一步骤常称为经纬仪的置平。天文经纬仪的基座上装有三个脚螺旋，调节脚螺旋利用附在基座上的水准器就可把仪器置平。

三、天顶点的测定方法

为了测定天顶距，先要知道观测地点的天顶在垂直度盘上的读数，该读数称为天顶点，以 M_z 表示。显然，知道了 M_z 以后，只要读取任一观测目标的垂直度盘读数 M，则该目标的天顶距 z 应等于

$$z=M-M_z. \tag{15.31}$$

下面讨论测定天顶点的具体方法。常用的垂直度盘是顺时针向刻度的全圆周式度盘，当视线指向天顶时，垂直度盘读数恰好在 0° 左右，如图 15.11 所示。

在实际工作中，分别于仪器的两个位置——盘左和盘右观测同一个地面目标，就可定出天顶点，所谓盘左观测是指垂直度盘位于视线左方，盘右观测则指度盘位于视线之右。

对于盘左观测，记目标的垂直度盘读数为 L，由图 15.12a

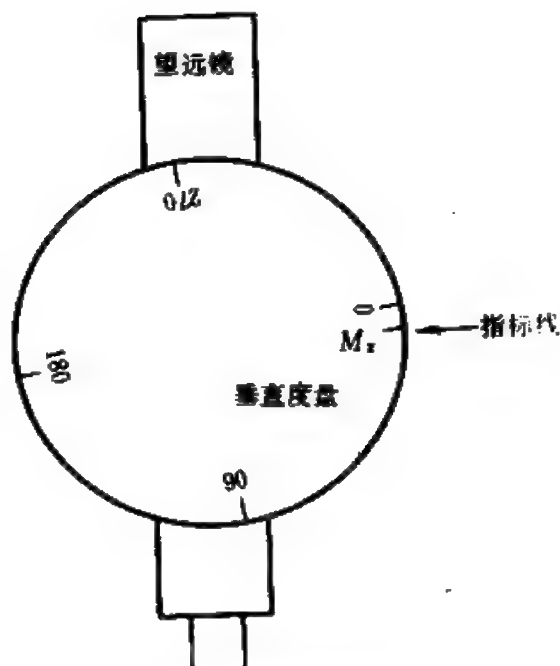


图 15.11　天顶点的度盘位置

可知，天顶距为

$$z = L - M_z. \tag{15.32}$$

M_z 可能大于 0°，譬如 1°；也可能不足 0°，如 358°，在此情况下，需在读数 L 上加 360° 再减去 M_z，方可得目标的天顶距。为方便起见，统一规定：如果 M_z 大于 0°，一律记为 360°，

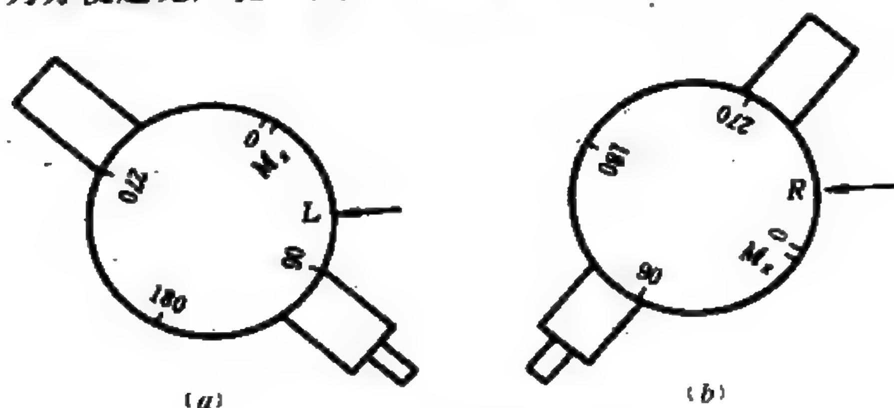


图 15.12　天顶点的测定

361° 等。这样(15.32)式应改写为

$$z=L+360^\circ-M_z. \tag{15.33}$$

同样，在盘右观测的情况下，如目标的垂直度盘读数为 R，由图 15.12 b 可得

$$z=M_z-R. \tag{15.34}$$

合并(15.33)和(15.34)式，可得计算 M_z 的公式为

$$M_z=\frac{1}{2}(L+R+360^\circ). \tag{15.35}$$

知道了天顶点 M_z 后，就可分别按盘左或盘右的读数，用(15.33)或(15.34)式来计算目标的观测天顶距。

§15.8 天文点的测定方法

一、观测的最有利条件

把(15.30)式代入(15.29)式中，可得

$$\cos z=\sin\varphi\sin\delta+\cos\varphi\cos\delta\cos(T+u-\alpha). \tag{15.36}$$

这就是测量恒星天顶距定天文点的基本公式。

在(15.36)式中，观测量是 z 和 T，必然存在观测误差 Δz 和 ΔT；另外，钟差 u（假定为已知）也可能存在误差 Δu。在 Δz，ΔT 和 Δu 的影响下，如何组织观测才能使测定 φ 的精度更高呢？

求 (15.36) 式的微分，并用增量代替微分。若把 α 和 δ 视为精确值，运用天文三角形的正弦公式和五元素公式并经变换后，则可得

$$\Delta z=\cos A\Delta\varphi+\cos\varphi\sin A(\Delta T+\Delta u). \tag{15.37}$$

由此可得观测的最有利条件的关系式

$$\Delta\varphi=\frac{1}{\cos A}\Delta z-\cos\varphi\,\mathrm{tg}A(\Delta T+\Delta u). \tag{15.38}$$

由(15.38)式可知，当 $A=0^\circ$ 或 180° 时，即观测中天的恒星，$(\Delta T+\Delta u)$ 对 $\Delta\varphi$ 没有影响，同时 Δz 的影响也最小。

在实际观测中，并不要求严格遵从观测的最有利条件。此时，北极星将是一个适宜于测纬的天体，它在任一时刻都离子午圈很近，而且在北半球全夜可见，再加上北极星易于辨认，给观测工作带来了很大方便。

二、测定北极星的高度求纬度

图 15.13 是北极星的天文三角形。$P\sigma=90^\circ-\delta=p$，称为北极星的极距；这里，规定方位角 A 自北点起逆时针量度。

显而易见，σ 距 P 甚近，极距 p 为小量，故 $PZ\sigma$ 是窄三角形。利用球面三角学的五元素公式可得

$$\sin p\cos t=\cos z\sin(90^\circ-\varphi)-\sin z\cos(90^\circ-\varphi)\cos A. \tag{15.39}$$

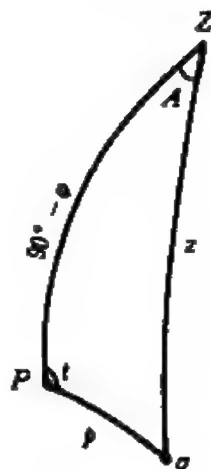


图 15.13　观测北极星求纬度

再利用恒等式 $\cos A=1-2\sin^2\dfrac{A}{2}$ 以及和差化积公式，可将(15.39)式化为

$$\sin p\cos t=\sin(90^\circ-\varphi-z)+2\sin z\sin\varphi\sin^2\frac{A}{2}. \tag{15.40}$$

式中 p、A 以及 $(90^\circ-\varphi-z)$ 均为小量。根据窄三角形的正弦公式，有

$$A=p\frac{\sin t}{\sin z}. \tag{15.41}$$

将(15.41)式代入(15.40)式中，并考虑到 p 和 $(90^\circ-\varphi-z)$ 均为小量，以弧度为单位表示 p、φ、z，可得

$$\frac{\pi}{2}-\varphi-z=p\cos t-\frac{1}{2}p^2\sin^2 t\frac{\sin\varphi}{\sin z}. \qquad (15.42)$$

由于 $\sin\varphi=\cos(90^\circ-\varphi)\approx\cos z$，(15.42)式可改写为

$$\frac{\pi}{2}-\varphi-z=p\cos t-\frac{1}{2}p^2\sin^2 t\,\mathrm{ctg}\,z. \qquad (15.43)$$

将 (15.43) 式中的 p 换成以角秒为单位，φ 和 z 亦由弧度化为角度，并记 $h=90^\circ-z$，最后得

$$\varphi=h-p''\cos t+\frac{1}{2\times206265''}(p'')^2\sin^2 t\,\mathrm{tg}\,h. \quad (15.44)$$

为了简化计算，在《中国天文年历》中，刊有"从北极星高度求纬度表"。为了制表的需要，把(15.44)式右端的第二、三两项变换为三项，分别记为Ⅰ，Ⅱ，Ⅲ。(15.44)式变为

$$\varphi=h+\mathrm{I}+\mathrm{II}+\mathrm{III}. \qquad (15.45)$$

(15.45)式中的Ⅰ，Ⅱ，Ⅲ 各编一张表，Ⅰ和 Ⅱ 项与观测日期无关，即按下式制表

$$\mathrm{I}=-p_0''\cos(s-\alpha_0),$$

$$\mathrm{II}=\frac{1}{2\times206265''}(p_0'')^2\sin^2(s-\alpha_0)\,\mathrm{tg}\,h.$$

式中 s 为观测恒星时，α_0 和 p_0 为北极星星位的近似值。

第三表是观测日期的改正值，制表用公式为

$$\mathrm{III}=-\frac{15}{206265''}p_0''\sin(s-\alpha_0)\Delta\alpha_0^s+\cos(s-\alpha_0)\Delta\delta_0''.$$

式中 $\Delta\alpha_0=\alpha-\alpha_0$，$\Delta\delta_0=p_0-p$，而 α 和 p 为观测日期的北极星星位。

使用天文年历中的"从北极星高度求纬度表"时，必须先将北极星的观测高度加上大气折射化为真高度 h。以观测恒星时 s 为引数，从第一表查出改正值Ⅰ；以恒星时 s 和高度 h 为引数，在第二表找出改正值Ⅱ；再以恒星时 s 和观测日期为引数，从第三

表查得改正值 Ⅲ。真高度 h 与这三项改正值的代数和即为观测地点的纬度。

三、钟差和经度的测定

根据（15.37）式可以得出测定钟差 u 的最有利条件——观测过卯酉圈的恒星。实际上，只要观测距卯酉圈 $\pm 30^{\circ}$ 以内的恒星，就能保证以足够的精度测时。

更经常用来测时的方法是多星等高法，将在§15.10 中叙述。

现在来讨论经度的测定，设某一观测地点的经度为 λ，则有

$$\lambda = s - S_0. \tag{15.46}$$

式中 s 为地方恒星时，$s = T + u$；S_0 为同一瞬间的格林尼治恒星时。

S_0 需通过收录无线电时号而求出。在测时前后的 T_1 和 T_2 时刻，收录两次时号，可求得天文钟对于格林尼治恒星时的钟差 U_1 和 U_2，于是钟速 ω 等于

$$\omega = \frac{U_2 - U_1}{T_2 - T_1}. \tag{15.47}$$

利用钟速 ω 可计算出 T 时刻的格林尼治恒星时的钟差 U_0:

$$U_0 = U_1 + \omega (T - T_1). \tag{15.48}$$

于是，有

$$S_0 = T + U_0. \tag{15.49}$$

将(15.49)式代入(15.46)式中，最后得：

$$\lambda = u - U_0. \tag{15.50}$$

四、观测北极星确定子午线方向

从图 15.14 可以看出，如果某一地面目标 M 的方位角 A_M 已知，把望远镜指向 M 并读取水平度盘读数 R_M，逆时针旋转整

个仪器，使水平度盘读数移到

$$R_N = R_M - A_M. \tag{15.51}$$

这时，视线已指向正北点，而视线绕水平轴旋转所描绘的平面就是子午面。

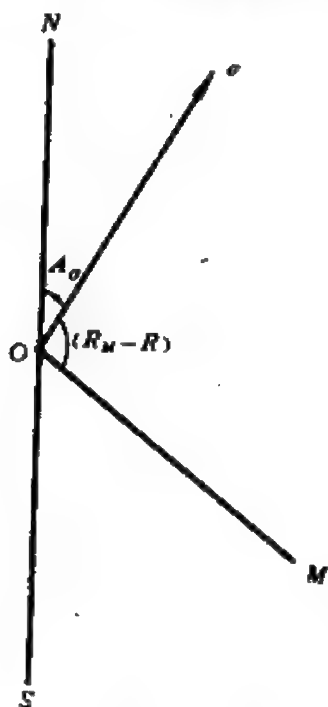


图 15.14　子午线方向的确定

但是，地面目标方位角的测定必须借助于天文观测，先测出一颗天体 σ 在某时刻的方位角 A_σ，同时读取水平度盘读数 R。显然有

$$A_M = A_\sigma + (R_M - R). \tag{15.52}$$

也就是说，确定子午线方向的问题实际上就是测定天体方位角的问题。

天体方位角的测定是天文观测中一个较困难的课题，观测结果的计算也较复杂。理论分析表明，为了迅速而简便地确定子午线方向，北极星是一颗非常适宜的天体。

为了满足确定子午线方向的一般需要，在《中国天文年历》中，编算了"北极星高度和方位角"表。根据观测地点的纬度和地方恒星时，很容易查表求出北极星的方位角。

知道了北极星的方位角 A_N 以后，根据这时的水平度盘读数 R，将整个仪器按与 A_N 量度方向相反的方向转过一个角度$(R-A_N)$，这时望远镜已指向正北点，而子午线的方向也就确定了。

§15.9　天文定位在航海中的应用

一、天文导航原理

通过观测天体来测定航行中的舰船的位置，称为天文导航。

天文导航的原理如图 15.15 所示。图中用内圆表示地球，外圆为地心天球。P_N 和 P_n 分别为天极和地极，EE' 和 ee' 分别为天赤道和地球赤道。假设 天体位于天球上 X 点，作 XO 连线与地面相交于 x 点，称为星下点。

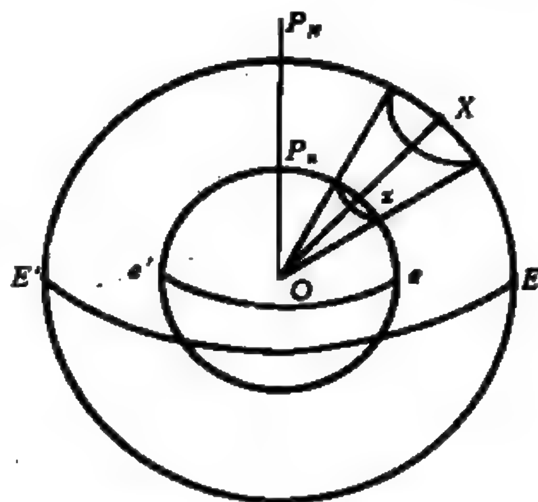


图 15.15 天文导航的原理

观测者测出某天体的高度为 h，这时观测者应位于以 x 为圆心，以 $90° - h$ 为半径的小圆上。如果再观测另一颗天体（星下点为 x_1），测得高度为 h_1，同样以 x_1 为圆心，以 $90° - h_1$ 为半径作一小圆，则观测者必定也在此小圆上。这两个小圆称为船位圆。

通常，两船位圆有两个交点，其中一个就是舰船的位置。根据舰船的航向和航速推算出粗略船位后，就可以判断出舰船到底位于哪个交点处。

在实际工作中，不必画出整个船位圆，只需画出交点附近一小段弧即可。由于船位圆的半径很大，交点附近的小弧段可以近似用直线来代替，此直线通常称为位置线。测出某些天体的高度以后，在海图上画出位置线，就可以迅速确定舰船的位置。

二、六分仪的构造和使用

在运动物体上测定天体的高度，常用轻便的、可握在手中进行观测的专用仪器，称为六分仪(图 15.16)。

六分仪是一种小型的测角仪器，用它可以迅速地测出位于任



图 15.16　六分仪

意平面上两目标间的夹角。它的主要部件是刻度弧(长度约为圆周的 1/6)，指标杆，动镜，固定镜，以及望远镜等。另外还装有一个把手，以便观测者握在手中观测。

刻度弧上标有刻度，是六分仪的测角度盘。读角用的游标装在指标杆上，指标杆可沿刻度弧随意滑动。动镜位于刻度弧的刻度中心处，固定在指标杆上，可随指标杆转动，它是一面反射镜。固定镜装在望远镜物镜的前面，与望远镜光轴约成 75° 的夹角；它分成两半，一半是反射镜，一半是透明的。

用六分仪测量两目标间的夹角时，应使刻度弧平面平行于两目标所在的平面。图 15.17 中 S 和 H 为两个所要观测的目标。先将望远镜直接瞄准目标 H，然后转动指标杆，直到另一目标

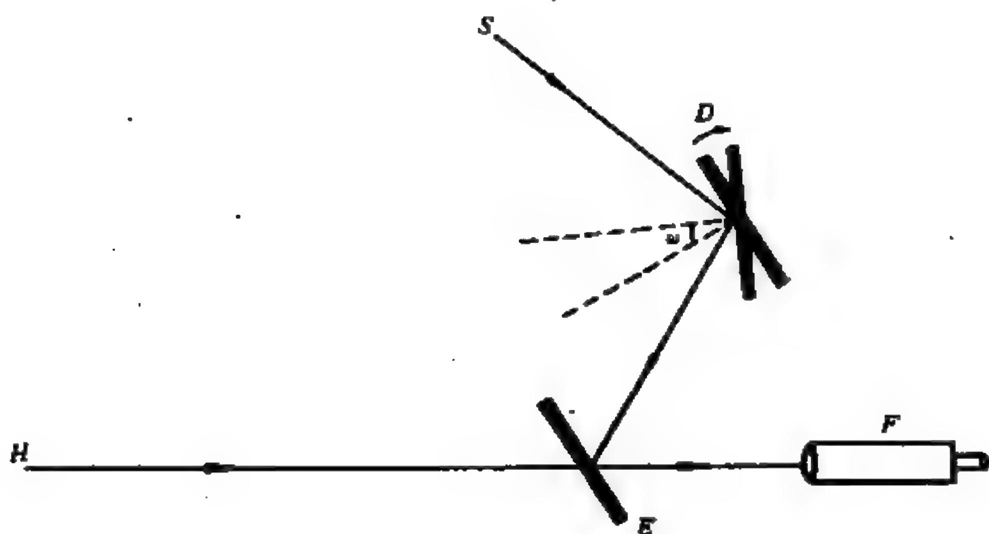


图 15.17　六分仪测角原理

S 经动镜 D 反射到固定镜 E，再经 E 镜的反射面而后进入望远镜 F 的视场，并与目标 H 的像重合。显然，动镜 D 所转过的角度 ω 等于 S 和 H 间夹角的一半。为方便起见，六分仪刻度弧上的注字一律加倍，这样就可直接读出 S 和 H 间夹角的度数了。

在海上测定天体的高度时，先用望远镜瞄准水天交界线（相当于上面提到的目标 H），转动指标杆将天体的像（相当于目标 S）导入视场，并使其恰好与水天交界线重合，从刻度弧读出的角度就是天体的高度。

§15.10 多星等高法同时测定经度和纬度

一、原理

观测一组（n 颗）过同一等高圈的恒星，记录观测时刻 $T_i(i=1, 2, \cdots, n)$，根据方程组

$$\cos z=\sin\varphi\sin\delta_i+\cos\varphi\cos\delta_i\cos(T_i+u-\alpha_i), \quad (15.53)$$

可以同时求解出 φ 和 u，这就是多星等高法同时测定经纬度的基本原理。

多星等高法的设想，最早是高斯在1808年提出的，直至二十世纪初设计成功专供等高观测的60°棱镜等高仪（参看§3.5的图3.35）以后，多星等高法才得以流行起来。

二、纬度和钟差的解算方法

现在介绍解算φ和u的具体方法。假定已知（15.53）式中未知量φ，u和z的近似值φ_0，u_0和z_0，引入

$$\left.\begin{aligned}\Delta\varphi&=\varphi-\varphi_0,\\ \Delta u&=u-u_0,\\ \Delta z&=z-z_0.\end{aligned}\right\}\tag{15.54}$$

利用φ_0，u_0，及观测时刻T_i，按（15.53）式可得计算天顶距ξ_i：

$$\cos\xi_i=\sin\varphi_0\sin\delta_i+\cos\varphi_0\cos\delta_i\cos(T_i+u_0-\alpha_i).\tag{15.55}$$

（15.53）式减去（15.55）式，并考虑到$\Delta\varphi$，Δu和Δz均为小量，忽略二阶以上的小量后有

$$\begin{aligned}&-(z_0+\Delta z-\xi_i)\sin\xi_i\\ &\quad=\Delta\varphi[\cos\varphi_0\sin\delta_i-\sin\varphi_0\cos\delta_i\cos(T_i+u_0-\alpha_i)]\\ &\qquad-\Delta u\cos\varphi_0\cos\delta_i\sin(T_i+u_0-\alpha_i).\end{aligned}\tag{15.56}$$

写出天文三角形的基本公式：

$$\left.\begin{aligned}-\sin\xi_i\cos A_i&=\cos\varphi_0\sin\delta_i\\ &\quad-\sin\varphi_0\cos\delta_i\cos(T_i+u_0-\alpha_i),\\ \sin\xi_i\sin A_i&=\cos\delta_i\sin(T_i+u_0-\alpha_i).\end{aligned}\right\}\tag{15.57}$$

式中A_i为恒星的方位角。据（15.57）式可将（15.56）式化为

$$\Delta\varphi\cos A_i+\Delta u\cos\varphi_0\sin A_i=\Delta z+z_0-\xi_i.\tag{15.58}$$

令

$$
\left.\begin{aligned}
\Delta\varphi &= x, \\
\Delta u \cos\varphi_0 &= y, \\
z_0 - \xi_i &\doteq L.
\end{aligned}\right\} \qquad (15.59)
$$

最后可写出线性化的观测方程

$$
x\cos A_i + y\sin A_i - \Delta z = L. \qquad (15.60)
$$

用最小二乘法求解方程组(15.60)式后，可得 $\Delta\varphi$，Δu 和 Δz，从而求得 φ 和 u 的精确值。

进一步的理论分析表明，当所观测的 n 颗恒星按方位角均匀分布，并且相对于子午圈和卯酉圈均为对称的时候，所求出的经纬度的精度最高。

多星等高法的测纬精度可达 $\pm0.15''$，测时精度达 $\pm0.01^s$，完全能满足天文点测定的精度要求，因此是一种在实际工作中被广泛应用的测定方法。

三、观测仪器

本世纪初设计成功专供等高观测用的60°棱镜等高仪；1930年又出现了45°棱镜等高仪。在天文大地测量工作中，常在天文经纬仪上配用等高附件——棱镜和水银盘(图 15.18)，用来进行等高观测。

到了本世纪 50 年代，法国天文学家研制成超人差棱镜等高仪(参看 § 3.5 的图 3.35)，由于在望远镜光路系统中加装了一个特殊的光学零件——双折射棱镜，实现了一颗恒星观测的多次记录，从而克服了经典棱镜等高仪只有一次记录的缺点，使等高观测的精度大幅度提高。在天体测量光学观测仪器中，超人差棱镜等高仪堪与光电中星仪、照相天顶筒媲美。

我国于 1971 年和 1974 年相继研制成功了 I 型和 II 型光电等高仪，把等高方法的应用提高到一个新的水平，有关这种新型

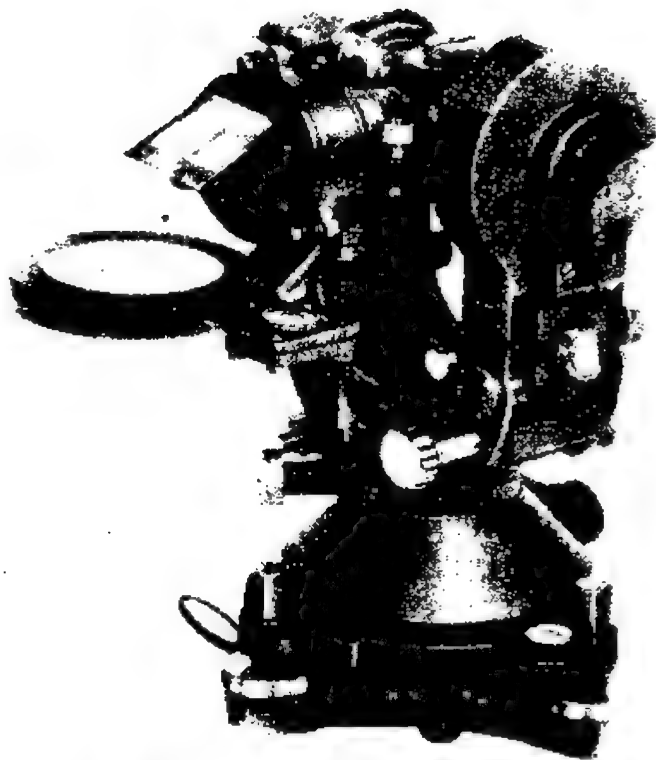


图 15.18 装有等高附件的天文经纬仪

等高仪的详情可参阅专著①。

① 李东明等，《等高方法及其在基本天体测量中的应用》，科学出版社，1983 年，第二章。

第十六章　二 体 问 题

天体力学是应用力学的普遍定律来研究引力作用下天体的运动和形状的科学。天体力学中最简单、解决得最彻底的是二体问题。它也是天体力学中讨论其他问题的基础。本章简要地介绍二体问题及其应用。

§16.1　开普勒定律和万有引力定律

一、开普勒定律

从远古至中世纪，对于一个物体为什么会运动这个问题一直有着许多含混不清的概念，当时的主要错误是认为物体只有在上帝永恒力的推动下才能运动。十六世纪，伽利略（G. Galileo）根据大量的落体实验结果提出，引起物体的加速度或运动变化的根本原因是物体受力的作用，由此，他提出了确定落体轨道的伽利略定律。与此同时，丹麦天文学家第谷（Tycho Brahe）从事了几十年的大行星观测工作，积累了大量的资料，他的助手开普勒（J. Kepler）对这些丰富的资料进行了严格的归算和分析，经过了十多年的刻苦研究，终于在1609—1619年先后归纳出了描述行星运动规律的三条经验定律——开普勒三大定律：

第一定律：行星绕太阳运动的轨道是椭圆，太阳位于此椭圆的一个焦点上。

第二定律：行星在椭圆轨道上运动时，其向径扫过的面积与经过的时间成正比。

第三定律：行星绕太阳公转的恒星周期的平方，与行星椭圆轨道半长径的立方成正比。

这三条定律在当时深刻地揭示了行星运动的特征，有力地推动了天文学和力学的发展。

二、牛顿万有引力定律

开普勒定律在当时已能成功地解释所得的观测事实，但随着望远镜的发明，观测精度的提高，仅从行星运动形态上总结出的开普勒定律无法完满地解释行星运动的精确变化和内在本质。英国天才的科学家牛顿在伽利略和惠更斯所建立的运动定律基础上提出了力学的三大基本定律：

（1）在无外力的情况下，静止的物体永远静止，作直线运动的物体恒作匀速直线运动。

（2）一个力沿着该力的方向使物体所产生的加速度正比于力的大小，反比于物体的质量，即

$$F=ma.$$

其中m为物体质量，a为力F使物体产生的加速度。

（3）对应于作用在物体上的每一个作用力，有一个大小相等而方向相反的反作用力，作用在提供作用力的物体上。

1685年牛顿又将力学三大基本定律与开普勒的经验定律相结合进行深入的分析和推演，最终归纳出著名的牛顿万有引力定律.

质量为m和m'的任意两个质点沿其连线方向相互吸引，吸引力的大小与两质点的质量乘积成正比，与它们之间的距离r的平方成反比。

牛顿万有引力定律的数学表示形式为

$$F = G\frac{mm'}{r^2}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r},\tag{16.1}$$

其中 G 是比例常数，称为万有引力常数。

三、从开普勒三定律到牛顿万有引力定律

根据开普勒行星运动三大定律和牛顿力学三定律，应用高等数学的知识，可以具体推导出牛顿万有引力定律，从而更进一步了解牛顿万有引力定律的深刻含义。

首先，根据开普勒第二定律和牛顿第二运动定律来得出行星所受力的方向和力与行星运动轨道之间的关系。

按照开普勒第一定律，行星绕太阳运动的轨道是一个椭圆，因此，行星的运动轨道应当保持在一个平面上。为了方便起见，在讨论行星运动时，可以选取以太阳 S 为原点的平面极坐标系（见图 16.1）。r 为行星的向径，θ 为极角，太阳和行星的质量分别为 M 和 m。由开普勒第二定律知，行星向径扫过的面积与经过的时间成正比，因此，单位时间内行星向径所扫过的面积相等，即面积速度 $\frac{dA}{dt}$＝常数。

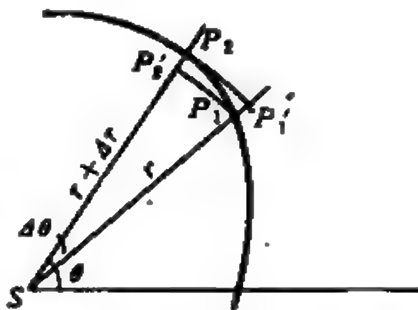


图 16.1　推导(16.2)式的示意图

如图 16.1 所示，设在 t_1 时刻行星位于轨道上的 P_1 点，经 Δt 时间间隔后行星位于 P_2 点，它们对太阳所张的角为 $\Delta\theta$。则在 Δt 时间内行星向径所扫过的面积 ΔA 与扇形 SP_1P_1'' 和 $SP_1'P_2$ 的面积之间有不等式：

$$\frac{1}{2}(r+\Delta r)^2\Delta\theta > \Delta A > \frac{1}{2}r^2\Delta\theta.$$

因此 $\lim\limits_{\Delta t\to 0}\left[\frac{1}{2}(r+\Delta r)^2\frac{\Delta\theta}{\Delta t}\right]\geqslant\lim\limits_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta A}{\Delta t}\geqslant\lim\limits_{\Delta t\to 0}\left(\frac{1}{2}r^2\frac{\Delta\theta}{\Delta t}\right)$,

即

$$\frac{dA}{dt}=\frac{1}{2}r^2\dot{\theta}①. \tag{16.2}$$

(16.2)式表示 $r^2\dot{\theta}$ 等于面积速度的两倍，根据开普勒第二定律，$r^2\dot{\theta}=h$(常数)，h 通常称为面积速度常数。

牛顿第二运动定律在极坐标系中可表示为

$$m(\ddot{r}\theta-r\dot{\theta}^2)=F_r, \tag{16.3}$$

$$m(r\ddot{\theta}+2\dot{r}\dot{\theta})=F_\theta. \tag{16.4}$$

(16.4)式可重写为

$$\frac{m}{r}\frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta})=F_\theta.$$

用 $r^2\dot{\theta}=h$ 代入上式，则有 $F_\theta=0$，显然，行星所受的垂直于向径方向的力为零，行星仅受来自于太阳方向的力作用。

作变换 $u=\frac{1}{r}$，则由 $r^2\dot{\theta}=h$ 和(16.1)式可得

$$\left.\begin{aligned}&\dot{\theta}=hu^2,\\&\dot{r}=-h\frac{du}{d\theta},\\&\ddot{r}=-h^2u^2\frac{d^2u}{d\theta^2}.\end{aligned}\right\} \tag{16.5}$$

将(16.5)式代入(16.3)式消去 $\dot{\theta}$，$\ddot{r}$ 后可

$$F=-mh^2u^2\left(u+\frac{d^2u}{d\theta^2}\right). \tag{16.6}$$

(16.6)式称为比尼公式，它表示力与轨道之间的关系。只要给定行星所受力的形式，通过解微分方程(16.6)式就可以得到 r 与 θ 的关系。反之，若给定行星运动的轨道形式也可由比尼公式求得

① 本书中用一个量的符号上加上一点表示该量对时间的一次导数，加两点表示该量对时间的二次导数，等等，依此类推。

所受力的形式。(16.6)式右端的负号表示行星所受的力是来自太阳方向的吸引力。

根据开普勒第一定律，行星绕太阳运动的轨道是一个椭圆，太阳位于椭圆的一个焦点上。因此，在以太阳为极点的极坐标系内，行星的轨道方程可写为

$$r=\frac{p}{1+e\cos\theta}, \tag{16.7}$$

则
$$u=\frac{1}{r}=\frac{1}{p}+\frac{e\cos\theta}{p}.$$

其中 p, e 为行星轨道的半通径和偏心率，如行星轨道半长径记为 a，则 $p=a(1-e^2)$。

以(16.7)式代入比尼公式得

$$F=-\frac{mh^2}{p}u^2=-\frac{m}{r^2}\frac{h^2}{p}. \tag{16.8}$$

上式给出了行星受太阳引力的大小。为进一步确定力 F 的意义，现在再来讨论(16.8)式中 h^2/p 的含义。h^2/p 是行星轨道要素 a, e 等的函数，对不同的行星它的值是不同的。但根据开普勒第二定律可知，$h=r^2\dot{\theta}=2\frac{dA}{dt}$。又对于一个沿椭圆轨道运动的行星，在其运动一周期的时间 T 内它扫过全椭圆面积 πab，所以

$$h=2\frac{\pi ab}{T}=\frac{2\pi a^2\sqrt{1-e^2}}{T}. \tag{16.9}$$

又按开普勒第三定律，行星绕日公转周期的平方与其轨道半长径的立方成正比，即对不同行星而言有

$$\frac{a^3}{T^2}=\text{常数}.$$

由此可推得

$$\frac{h^2}{p}=\frac{4\pi^2a^4(1-e^2)}{a(1-e^2)T^2}=4\pi^2\frac{a^3}{T^2}. \tag{16.10}$$

$$\mu=4\pi^2\frac{a^3}{T^2},\tag{16.11}$$

则μ为常数，(16.8)式可改写为

$$F=-\mu\frac{m}{r^2}.\tag{16.12}$$

最后，根据牛顿运动第三定律可知，当行星受太阳引力作用时，太阳也必然受行星的反作用力，即

$$\frac{\mu m}{r^2}=\frac{\mu' M}{r^2}.$$

M为太阳质量，μ'为常数，由此可将(16.12)式改写为

$$F=-G\frac{Mm}{r^2}.\tag{16.13}$$

其中$G=\frac{\mu}{M}=\frac{\mu'}{m}=$常数，称为万有引力常数。

此式表明行星与太阳之间相互吸引．其引力的方向沿径向，大小与它们的质量乘积成正比，与它们之间的距离的平方成反比。

大量实验证明，宇宙间的物体都存在相互吸引，它的引力都可以用(16.13)式来表示。这就是著名的牛顿万有引力定律。

牛顿万有引力定律中所出现的万有引力常数G的值随所选用的计算单位制不同而不同。若用米·千克·秒制，则

$$G=6.672\times10^{-11}\text{米}^3\cdot(\text{千克})^{-1}\cdot\text{秒}^{-2}.$$

在天文学中常用天文单位作为长度单位，太阳质量为质量单位，平太阳日为时间单位，则

$$G=k^2,$$

k称为高斯引力常数，$k=0.01720209895$。

此外，在理论讨论中为方便起见，常采用长度和质量单位与上一种相同，但时间单位为58.132441平太阳日，使得$G=1$。

§ 16.2 二体问题的运动方程和积分

行星在空间运动所受的力是多种多样的，但相比之下，对于所有的行星来说，太阳的吸引力是主要作用力，因为太阳的质量要比其它行星和卫星的质量大得多。在粗略的讨论中，往往可以忽略其他因素而仅考虑太阳和所讨论的行星之间的相互吸引力。类似地，对于围绕行星旋转的卫星来说，在粗略的讨论中也可以仅考虑行星和该卫星之间的吸引，等等。由此定义：两个可视为质点的天体在相互之间万有引力作用下的动力学问题为二体问题。

二体问题的解可以近似地描述天体运动的真实性，而且几乎所有的天体运动理论都用它作为基本函数，二体问题的解构成了整个太阳系动力学的基础。因此，二体问题在天体力学中占有极其重要的地位。

一、二体的绝对运动和相对运动

设 $O\text{-}XYZ$ 为空间惯性直角坐标系，太阳 S 和行星 P 的向

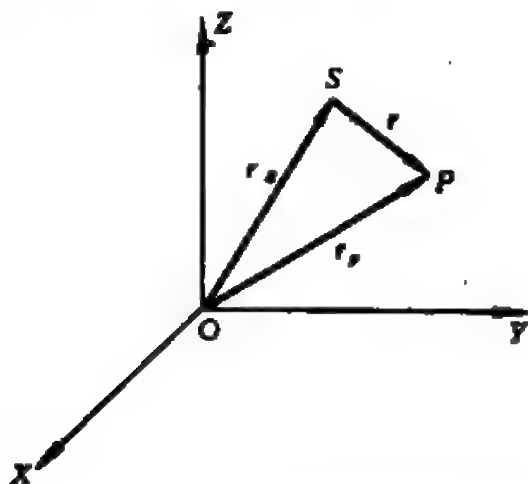


图 16.2 二体问题的绝对运动和相对运动

径分别表为 $\boldsymbol{r}_S$，$\boldsymbol{r}_P$，它们的质量分别为 M，m，它们之间的距离为 $\boldsymbol{r}$（见图16.2）。则由牛顿万有引力定律可得太阳在 $O\text{-}XYZ$ 系内的运动方程为

$$M\frac{d^2\boldsymbol{r}_S}{dt^2}=G\frac{Mm}{r^2}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r}. \tag{16.14}$$

由作用力与反作用力定律，行星 P 在 $O\text{-}XYZ$ 系内的运动方程为

$$m\frac{d^2\boldsymbol{r}_P}{dt^2}=-G\frac{Mm}{r^2}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r}. \tag{16.15}$$

为讨论行星相对于太阳的运动，将绝对坐标系 $O\text{-}XYZ$ 平移为以太阳 S 为原点的相对直角坐标系 $S\text{-}XYZ$。

由(16.14)式和(16.15)式可得

$$\left(\frac{d^2\boldsymbol{r}_P}{dt^2}-\frac{d^2\boldsymbol{r}_S}{dt^2}\right)=-G(M+m)\frac{\boldsymbol{r}}{r^3}.$$

在 $S\text{-}XYZ$ 系中 $\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}_P-\boldsymbol{r}_S$，并令 $\mu=G(M+m)$，则上式改为

$$\frac{d^2\boldsymbol{r}}{dt^2}=-\frac{\mu}{r^2}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r}. \tag{16.16}$$

上式写成三分量的形式为

$$\left.\begin{aligned}\ddot{x}+\frac{\mu}{r^3}x=0,\\ \ddot{y}+\frac{\mu}{r^3}y=0,\\ \ddot{z}+\frac{\mu}{r^3}z=0.\end{aligned}\right\} \tag{16.17}$$

(16.16)式或(16.17)式即为行星相对于太阳的运动方程，在今后的讨论中都采用这种方程。

在上节推导开普勒第三定律时引进了 $\mu=GM$ 这个常数，而在推导(16.16)式时又定义 $\mu=G(M+m)$。实质上，这两个 μ 的

力学含义是相同的，其差别是由于在上节的推导中假定太阳是静止不动的。显然，考虑到太阳运动时，μ 不是常数，它与各行星的质量有关。因此只有在 $m \ll M$ 时，$\mu = GM$ 才近似成立，这一点是通过二体问题的讨论而发现的对开普勒第三定律的修正。但是，由于行星的质量远远小于太阳的质量，在开普勒时代因为观测技术和水平的限制不可能发现这样微小的偏差，所以开普勒第三定律在当时来说仍是十分有用的，在天文学上并不失其重要性。

二、二体问题的积分

在二体问题中，行星实质上是在以太阳为力心的有心力场中运动，因此有关有心力的结果都能应用。在有心力场中，二体问题存在以下的积分：

1．动量矩积分　在有心力场中，系统的动量矩守恒。设 $\boldsymbol{r}(x, y, z)$、$\boldsymbol{v}(\dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$ 和 $\boldsymbol{h}(A, B, C)$ 分别为行星在 $S\text{-}XYZ$ 系中的坐标、速度和动量矩矢量，则由动量矩守恒原理得

$$m(\boldsymbol{r} \times \boldsymbol{v}) = m\boldsymbol{h}. \tag{16.18}$$

两边消去质量 m，写成三分量的形式

$$\left.\begin{aligned} y\dot{z} - z\dot{y} &= A, \\ z\dot{x} - x\dot{z} &= B, \\ x\dot{y} - y\dot{x} &= C. \end{aligned}\right\} \tag{16.19}$$

其中 $\boldsymbol{h}$ 为常矢量，它的三个分量 A，B，C 为三个积分常数。将(16.19)式的第一式乘以 x，第二式乘以 y，第三式乘以 z 而后三式相加得

$$Ax + By + Cz = 0. \tag{16.20}$$

这是一个通过原点的平面方程。这说明，在太阳的有心力作用下行星的运动轨道位于一个通过太阳的平面上。因此，可用平面极

坐标。设行星在轨道平面上运动，其速度 v 的二个分量为 $\dot{r}$，$r\dot{\theta}$，动量矩积分(16.18)式可写为

$$r\boldsymbol{r}^0 x(\dot{r}\boldsymbol{r}^0 + r\dot{\theta}\boldsymbol{\theta}^0) = \boldsymbol{h}.$$

其中 $\boldsymbol{r}^0$，$\boldsymbol{\theta}^0$ 为径向和横向的单位矢量，$\boldsymbol{h}$ 垂直于轨道平面，由上式可得

$$r^2\dot{\theta} = h. \tag{16.21}$$

由(16.2)式知，$r^2\dot{\theta}$ 为面积速度的两倍，称 h 为动量矩积分常数，又称为面积速度常数。因此，动量矩积分(16.18)式或(16.19)式又称为面积积分。

2. 轨道积分　行星保持在一个平面上运动，为简便起见，建立以太阳为原点的轨道平面直角坐标系 $S\text{-}XY$，XY 平面与行星轨道平面重合，行星运动方程可表为

$$\left.\begin{aligned}\ddot{x} + \frac{\mu}{r^3}x = 0,\\ \ddot{y} + \frac{\mu}{r^3}y = 0.\end{aligned}\right\} \tag{16.22}$$

用平面极坐标表示，以 $x = r\cos\theta$，$y = r\sin\theta$ 代入上式得

$$\left.\begin{aligned}\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{\mu}{r^2},\\ r^2\dot{\theta} = h.\end{aligned}\right\} \tag{16.23}$$

(16.23)式表明行星仅受太阳的引力作用，力的大小为 $\frac{\mu m}{r^2}$，以此力代入 §16.1 中的比尼公式即有

$$-mh^2u^2\left(\frac{d^2u}{d\theta^2} + u\right) = -\mu m u^2.$$

这里，$u = \frac{1}{r}$，简化后可得

$$u + \frac{d^2u}{d\theta^2} = \frac{\mu}{h^2}. \tag{16.24}$$

上式是一个 u 对自变量 θ 的二阶微分方程，它的通解形式为

$$u=\frac{\mu}{h^2}[1+e\cos(\theta-\omega)].$$

由(16.10)式和(16.11)式知

$$\mu=\frac{h^2}{p},$$

故有

$$r=\frac{p}{1+e\cos(\theta-\omega)}. \tag{16.25}$$

其中 e, ω 为两个新的积分常数。(16.25)式即为行星运动的轨道方程。根据解析几何的知识可看出，这是一个以原点为焦点的圆锥曲线方程，e 为偏心率，p 为半通径，a 表示轨道半长径，因此，$p=a(1-e^2)$。

3. 能量积分 按照有心力场的能量守恒原理，二体问题也存在能量积分。将运动方程(16.22)式的第一式乘以 $\dot{x}$，第二式乘以 $\dot{y}$，两式相加得

$$\ddot{x}\dot{x}+\ddot{y}\dot{y}=\frac{1}{2}\frac{d}{dt}(\dot{x}^2+\dot{y}^2)=-\mu\frac{x\dot{x}+y\dot{y}}{r^3}=\mu\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{r}\right).$$

对上式两边积分得

$$\frac{1}{2}(\dot{x}^2+\dot{y}^2)=\frac{\mu}{r}+c.$$

再对上式两边乘以行星质量 m，即有

$$\frac{1}{2}mv^2-\frac{\mu m}{r}=E. \tag{16.26}$$

(16.26)式为二体问题的能量积分，E 为能量积分常数。但是，E 不是新的积分常数，可以证明，E 与面积积分常数 h 和半通径 p 等有关。

(16.26)式可以改写为极坐标表示形式

$$\frac{1}{2}m[\dot{r}^2+(r\dot{\theta})^2]-\frac{\mu m}{r}=E.$$

用轨道近日点处的坐标 $r=a(1-e)$，速度 $\dot{r}=0$ 以及面积积分 $r^2\dot{\theta}=h$ 代入上式得

$$E=\frac{1}{2}mr^2\dot{\theta}^2-\frac{\mu m}{r}=\frac{mh^2}{2r^2}-\frac{\mu m}{r}.$$

再利用关系式 $h^2=\mu p=\mu a(1-e^2)$，上式化为

$$E=\frac{m\mu a(1-e^2)}{2a^2(1-e)^2}-\frac{\mu m}{a(1-e)}=-\frac{\mu m}{2a}. \quad (16.27)$$

显然，E 与 a 有关。将上式代入(16.26)式，能量积分可写为

$$v^2=\mu\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right). \quad (16.28)$$

(16.28)式在天体力学中常称为活力公式。

三、积分常数的轨道意义

上面已得出了五个独立的积分常数及其相应的积分(16.18)式和(16.25)式，在这两个积分中都不显含时间 t。由于二体问题的运动方程 (16.16) 式为三个二阶的微分方程，其完全解必须包含六个独立的积分常数，故至此还必须得出另一个新的独立积分，这个积分应该显含时间 t 且与行星在轨道上的运动有关。为了得出这个积分，先对已知的五个积分常数的轨道意义进行讨论并得出一些有用的关系式，在下节中，再推出另一个新积分。

先讨论动量矩矢量 $\boldsymbol{h}$ 的三分量 A, B, C 的轨道意义。由于动量矩矢量 $\boldsymbol{h}$ 是沿着行星运动轨道平面法线方向的常矢量，则轨道平面法线方向在 S-XYZ 系内的方向余弦为

$$\frac{A}{h},\ \frac{B}{h},\ \frac{C}{h}.$$

为讨论 A, B, C 在天体运动中的实际意义，如图 16.3 所示，作日心天球，取日心黄道直角坐标系为 S-XYZ 系，XY 平面与黄道面重合，X 轴指向春分点，Z 轴指向北黄极，XY 平面与天球

相交所截的大圆即为黄道，行星 P 的轨道平面与天球相交所截的大圆即为行星轨道在天球上的投影。通常定义行星从南到北逆时针方向运动时与黄道的交点 N 为升交点。行星由北向南穿过黄道的点 N' 称为降交点。设轨道平面的法线与天球交于 C 点，SC 即为行星轨道平面的法线方向，它在 S-XYZ 系中的方向余弦为

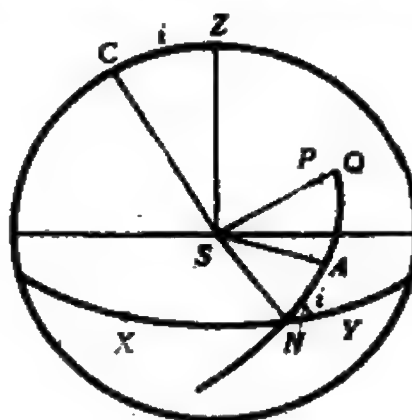


图 16.3　积分常数的轨道意义

$$\cos CX, \cos CY, \cos CZ.$$

显然

$$\cos CX=\frac{A}{h}, \quad \cos CY=\frac{B}{h}, \quad \cos CZ=\frac{C}{h}. \tag{16.29}$$

假设 i 为行星轨道面与黄道面之间的夹角，$\Omega=XN$ 为升交点黄经，则从图 16.3 的直角球面三角形 CXN 和 CYN 容易求出

$$\cos CX=\sin\Omega\sin i,$$
$$\cos CY=-\cos\Omega\sin i,$$
$$\cos CZ=\cos i.$$

代入(16.29)式可得

$$\left.\begin{aligned} A&=h\sin\Omega\sin i,\\ B&=-h\cos\Omega\sin i,\\ C&=h\cos i.\end{aligned}\right\} \tag{16.30}$$

反之可得

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\Omega&=-\frac{A}{B},\\ \operatorname{tg} i&=\frac{\sqrt{A^2+B^2}}{C},\\ h&=\sqrt{A^2+B^2+C^2}.\end{aligned}\right\} \tag{16.31}$$

综上所述，五个已知的积分常数 A, B, C, e, ω 可用 h, Ω, i, e, ω 来代替，又因为 $h=\mu p=\mu a(1-e^2)$，故一般将五个独立的积分常数记为 a, e, i, Ω, ω，它们的轨道意义如下：

a　轨道半长径，

e　轨道偏心率，

i　轨道倾角($0\leqslant i\leqslant\pi$)，

Ω　轨道升交点黄经　(从春分点起算，逆时针为正，$0\leqslant\Omega\leqslant 2\pi$)，

ω　轨道近点角距　(从轨道升交点起算，逆时针为正，$0\leqslant\omega\leqslant 2\pi$)。

从几何意义上说，a 和 e 确定了行星轨道的形状和大小，i 和 Ω 确定了行星轨道面在空间的位置，ω 表示轨道升交点与近日点之间的角距离，也就是确定了行星轨道在轨道平面内的方位。

这五个独立的积分常数和以后将要推出的另一个新积分常数一起构成行星轨道的六个基本要素，在天体力学中称为轨道要素或轨道根数。

§16.3　二体问题的轨道分类

一、二体问题的轨道分类

上节已经得出二体问题的轨道方程为

$$r=\frac{p}{1+e\cos(\theta-\omega)}.$$

这是一个圆锥曲线方程，圆锥曲线包括圆、椭圆、抛物线和双曲线。由此可以从几何性质上来对二体问题的轨道进行分类。

1. 按偏心率 e 分类　圆轨道 $e=0$，椭圆轨道 $e<1$，抛物线轨道 $e=1$，双曲线轨道 $e>1$。

2．按半长径 a 分类　在圆锥曲线中，半通径 p 为大于或等于零的有限数，且有关系式 $p=a(1-e^2)$。因此，可以按 e 的变化用轨道半长径 a 来对轨道进行分类：圆轨道 $a=r$，椭圆轨道 $a>0$，抛物线轨道 $a=\infty$，双曲线轨道 $a<0$。

此外，根据活力公式也可以从动力学性质上来对二体问题的轨道进行分类：

3．按速度 v 的大小分类　根据活力公式

$$v^2=\mu\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right).$$

圆轨道 $a=r$，所以

$$v^2=v_C^2=\frac{\mu}{r}. \tag{16.32}$$

v_C 称为距离 r 处的圆轨道速度，称为环绕速度。

抛物线轨道 $a=\infty$，此时

$$v^2=v_P^2=\frac{2\mu}{r}=2v_C^2.$$

即

$$v_P=\sqrt{2}\,v_C. \tag{16.33}$$

v_P 称为距离 r 处的抛物线速度，也称为逃逸速度或脱离速度。

椭圆轨道 $a>0$，则有

$$v_{椭}^2=\mu\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right)<\frac{2\mu}{r}=v_P^2.$$

即

$$v_{椭}<v_P. \tag{16.34}$$

双曲线轨道 $a<0$，则有

$$v_{双}^2=\mu\left(\frac{2}{r}+\frac{1}{a}\right)>\frac{2\mu}{r}=v_P^2.$$

即

$$v_{双}>v_P. \tag{16.35}$$

4．按总能量 E 的大小分类

由（16.27）式知，能量积分常数 $E=-\frac{\mu m}{2a}$，根据不同大小的 a，E 的值也不同。由此可以按 E 的大小分类：

圆轨道和椭圆轨道 $a>0$，$E<0$，

抛物线轨道 $a=\infty$，$E=0$，

双曲线轨道 $a<0$，$E>0$。

二、开普勒方程

现在来推导含有第六个独立积分常数的新积分。由于这个积分与行星的轨道运动有关，故需要按不同类型的轨道来推导。

1．椭圆轨道　椭圆运动中的动量矩积分和活力公式可写为

$$r^2\dot{\theta}=h=\sqrt{\mu a(1+e^2)}. \tag{16.36}$$

$$v^2=[\dot{r}^2+(r\dot{\theta})^2]=\mu\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right). \tag{16.37}$$

将(16.36)式代入(16.37)式可得

$$\dot{r}^2+\left(\frac{h}{r}\right)^2=\dot{r}^2+\frac{\mu a(1-e^2)}{r^2}=\mu\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right).$$

因此

$$\dot{r}^2=\frac{\mu}{r^2a}[a^2e^2-(a-r)^2]. \tag{16.38}$$

因为 h 为面积速度的两倍，在椭圆运动中 $h=\frac{2\pi ab}{T}$，T 为行星运动周期，$b=a\sqrt{1-e^2}$。由(16.10)式和(16.11)式知

$$\mu=\frac{h^2}{p}=\frac{4\pi^2a^3}{T^2}.$$

令 $n=\frac{2\pi}{T}$ 为行星作椭圆运动时的平均运动角速度，则

$$\mu=n^2a^3 \tag{16.39}$$

代入(16.38)式得

$$\dot{r}^2=\frac{n^2a^2}{r^2}[a^2e^2-(a-r)^2]$$

在椭圆的运动中，行星的向径和运动速度皆为正量，因此对上式两边积分后分离变量可得

$$ndt=\frac{rdr}{a\sqrt{a^2e^2-(a-r)^2}} \tag{16.40}$$

根据椭圆轨道的性质应有 $|a-r|\leqslant ae$。为解上述微分方程可作变量变换，引入参变量 E，使得

$$a-r=ae\cos E$$

即

$$r=a(1-e\cos E) \tag{16.41}$$

代入(16.40)式得

$$ndt=(1-e\cos E)\,dE$$

两边积分后得

$$E-e\sin E=n(t-\tau)=nt+M_0 \tag{16.42}$$

其中 τ 或 M_0 为新的积分常数，$M_0=-n\tau$。显然，当 $t=\tau$ 时，$E=0$，$r=a(1-e)$，即行星位于近日点，，因此 τ 称为行星过轨道近日点的时刻。

2．抛物线轨道　在抛物线轨道中 $e=1$，$a=\infty$，设 q 为近日点的日心距，则 $p=2q$，抛物线的轨道方程可表为(见图 16.4)：

$$r=\frac{2q}{1+\cos(\theta-\omega)} \tag{16.43}$$

令 $f=\theta-\omega$，显然，当 $f=0$ 时，由(16.43)式得 $r=q$，即行星位于近日点，故(16.43)式可表为 r 与 f 之间的关系式

$$r=q\sec^2\frac{f}{2} \tag{16.44}$$

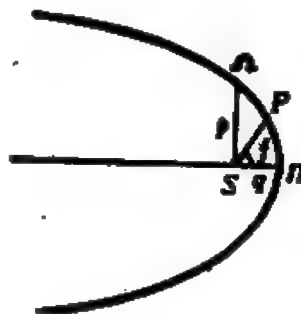


图 16.4　抛物线轨道的轨道方程形式

因为 ω 是轨道根数，在二体问题中 ω 为常数，则 $\dot f=\dot\theta$，代入动量矩积分得

$$r^2\dot{\theta}=r^2\dot{f}=\sqrt{\mu p}=\sqrt{2\mu q}$$

故有 $$\dot{f}=\frac{1}{r^2}\sqrt{2\mu q}=\frac{\sqrt{2\mu q}}{q^2\sec^4\frac{f}{2}}=\sqrt{2\mu}\,q^{-\frac{3}{2}}\sec^{-4}\frac{f}{2}$$

两边分离变量得

$$\sec^4\frac{f}{2}\,df=\sqrt{2\mu}\,q^{-\frac{3}{2}}\,dt$$

两边积分，最终得

$$2\,\mathrm{tg}\frac{f}{2}+\frac{2}{3}\mathrm{tg}^3\frac{f}{2}=\sqrt{2\mu}\,q^{-\frac{3}{2}}(t-\tau) \qquad (16.45)$$

其中 τ 是新积分常数，当 $t=\tau$ 时，$f=0$，τ 即为过近日点的时刻，其含义与椭圆运动中的 τ 相同。

3. 双曲线轨道　在双曲线运动中，$e>1$，$a<0$，往往为方便起见，令 $a_1=-a>0$，相应的(16.36)式和(16.37)式也应改为，

$$\left.\begin{aligned}&r^2\dot{\theta}=h=\sqrt{\mu a_1(e^2-1)},\\&\dot{r}^2+(r\dot{\theta})^2=\mu\left(\frac{2}{r}+\frac{1}{a_1}\right).\end{aligned}\right\} \qquad (16.46)$$

将两式互相代换，消去 θ 后可得

$$a_1\nu=\frac{rdr}{\sqrt{(a_1+r)^2-a_1^2e^2}}. \qquad (16.47)$$

其中 ν 类似于椭圆运动中的平均运动角速度 n，满足关系式

$$\nu=\sqrt{\mu}\,a^{-\frac{3}{2}}.$$

按照双曲线轨道的几何性质 $|a_1+r|>a_1e$，故可作双曲函数变换，令

$$a_1+r=a_1e\,\mathrm{ch}\,F.$$

即

$$r=a_1(e\,\mathrm{ch}\,F-1). \qquad (16.48)$$

以此代入(16.47)式后两边积分得

$$e\,\mathrm{sh}\,F-F=\nu(t-\tau). \qquad (16.49)$$

其中 τ 为积分常数，当 $t=\tau$ 时，$F=0$，$r=a_1(e-1)$，即行星过轨道近日点，τ 为过近日点的时刻。

(16.42) 式，(16.45) 式和 (16.49) 式分别表示对应于不同类型二体轨道的最后一个积分，它显含时间 t，在天体力学中称为开普勒方程。由于它表征了行星在轨道上运动的性质，因此在天体力学中占有很重要的地位。

至此，二体问题的六个轨道根数及其相应的独立积分已全部得出。

§16.4　开普勒方程的解法

开普勒方程反映了行星在轨道运动过程中位置与时刻的关系。如果要从已知的天体轨道上计算任意时刻 t 时天体的位置，首先必须求解开普勒方程。本节中主要阐述开普勒方程的几何意义和解法。

一、开普勒方程的几何意义

现在，以天体运动中常见的椭圆轨道为例来讨论开普勒方程 $E-e\sin E=n(t-\tau)$的几何意义。如图 16.5 所示，设太阳 S 位在椭圆轨道的一个焦点上，O 为椭圆中心，Π，Π' 为轨道的近日点和远日点。设椭圆的半径 $O\Pi=a$，则以 a 为半径，O 为圆心，作一圆，此圆必然与椭圆轨道在 Π，Π' 处相切，称此圆为椭圆轨道的外辅圆。从图 16.5 可以看出，椭圆轨道上的每一点都可以在外辅圆上找到相应的点，因此，椭圆可看成是外辅圆的投影。如果在任一时刻 t，行星位于 P 点，从 P 作 $O\Pi$ 的垂线 PR 并延长 PR 与外辅圆相交于 P' 点，显然 P 点是 P' 点在椭圆轨道上的投影。通常定义 $E=\angle P'O\Pi$ 为偏近点角，$f=\angle PS\Pi$ 为

真近点角，下面来证明 E 即开普勒方程(16.42)中的参变量 E。

据上所述椭圆与外辅圆之间的关系，得

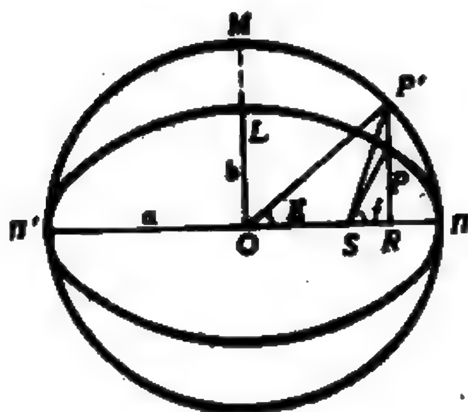


图 16.5 开普勒方程的几何意义

$$\frac{PS\Pi\text{ 面积}}{P'S\Pi\text{ 面积}}=\frac{\text{椭圆面积}}{\text{外辅圆面积}}.$$

若行星从近日点 Π 运动至 P 点所需时间为 $t-\tau$，运动周期为 T，则根据开普勒第三定律

$$\frac{t-\tau}{T}=\frac{PS\Pi\text{ 面积}}{\text{椭圆面积}}.$$

上两式相比，即有

$$\frac{t-\tau}{T}=\frac{P'S\Pi\text{ 面积}}{\text{外辅圆面积}}. \tag{16.50}$$

从图 16.5 可看出

$$\begin{aligned}P'S\Pi\text{ 面积}&=\text{扇形 }P'O\Pi\text{ 面积}-\text{三角形 }P'SO\text{ 面积}\\&=\frac{1}{2}a^2E-\frac{1}{2}OS\cdot P'R\\&=\frac{1}{2}a^2E-\frac{1}{2}a^2e\sin E.\end{aligned}$$

$$\text{外辅圆面积}=\pi a^2$$

代入(16.50)式得

$$\frac{t-\tau}{T}=\frac{\frac{1}{2}a^2(E-e\sin E)}{\pi a^2}=\frac{E-e\sin E}{2\pi}.$$

按平均运动角速度 n 的定义，$n=\frac{2\pi}{T}$，所以上式变为

$$n(t-\tau)=E-e\sin E.$$

上式即为(16.42)式，这就说明开普勒方程中的参变量 E 就是偏近点角。

可以看出，在近日点处，偏近点角 $E=0$，真近点角 $f=0$，它们都是从近日点起算沿行星运动方向由 0 逐渐增加到 2π。为了更方便地讨论行星的轨道运动，还引入平近点角 M，即定义

$$M=n(t-\tau). \tag{16.51}$$

M 表示当行星从近日点起算按平均运动角速度运动至任意时刻 t 时所转过的角度。当 $t=\tau$ 时，$M=0$，当行星旋转一个周期时，M 从 0 均匀增加到 2π。当 $t=0$ 时，$M=M_0=-n\tau$，往往称 M_0 为 $t=0$ 时的平近点角，有时用 M_0 代替轨道根数 τ，表示初始时刻的平近点角。

E，f，M 三个近点角在讨论天体运动时起很重要的作用，它们都是随时间而变化的量，代表着天体位置和速度的变化，常用它们来代替时间 t 作为自变量。

二、开普勒方程的解法

开普勒方程是偏近点角 E 的超越方程，无法直接严格解出而只能用近似的方法求解。开普勒方程的近似解法有多种，这里只介绍常用的两种方法。

1. 叠代法　由于平近点角 M 的定义，可以将开普勒方程改写为

$$E-e\sin E=M. \tag{16.52}$$

若已知偏心率 e 和平近点角 M，当偏心率 e 比较小时，可将(16.52)式化为一系列的叠代公式：

$$\left.\begin{aligned} &E_1=M,\\ &E_2=M+e\sin E_1,\\ &E_3=M+e\sin E_2,\\ &\quad\vdots\\ &E_n=M+e\sin E_{n-1}. \end{aligned}\right\} \tag{16.53}$$

如果计算所需的精度为 ε，则当 $|E_n-E_{n-1}|\leqslant\varepsilon$ 时，就认为 $E=$

E_n 为(16.52)式的解。

在太阳系中大多数天体的轨道的偏心率都比较小，上述近似过程是合理可行的，(16.53)式的叠代计算过程简单且便于用计算机操作。因此，叠代法是最常用的一种解法。在计算中，采用弧度作单位比较方便，若 E 和 M 都采用角度为单位，则需将偏心率 e 乘以一弧度的角度数 57.29577591。

2．微分改正法　若天体的轨道偏心率 e 比较大，使用叠代法近似的次数需很多，造成不便。此时常采用叠代法与一阶微分相结合的微分改正法。

将开普勒方程(16.52)式两边取微分

$$(1-e\cos E)\Delta E=\Delta M.$$

则有

$$\Delta E=\frac{\Delta M}{1-e\cos E}. \tag{16.54}$$

如果事先已采用叠代法或其他方法求出了偏近点角 E 的近似值 E'。代入(16.52)式可得

$$M'=E'-e\sin E'.$$

由此求出

$$\Delta M_1=M-M'. \tag{16.55}$$

代入(16.54)式得到 E 的一次改正值

$$\Delta E_1=\frac{\Delta M_1}{1-e\cos E'}$$

进而得 E 的第二次近似值 $E_2=E'+\Delta E_1$.

从而

$$M_2=E_2-e\sin E_2,$$

$$\Delta M_2=M-M_2,$$

$$\Delta E_2=\frac{\Delta M_2}{1-e\cos E_2},$$

$$E_3=E_2+\Delta E_2,$$

$$\vdots$$

$$E_n=E_{n-1}+\Delta E_{n-1}.$$

如果 $\Delta M_n \leqslant \varepsilon$，则此时所得之 E_n 即为开普勒方程（16.52）式的解。微分改正法比叠代法的收敛速度要快些，因此实际上应用得更广泛些，特别适用于偏心率大的情况。

§16.5 日心黄道直角坐标和速度的计算

如果已知某行星的轨道根数，也可以利用二体问题的积分关系式来计算天体的日心黄道直角坐标和速度。

一、轨道直角坐标的计算

1. 椭圆轨道情况　根据上节中真近点角 f 的定义，

$$f=\theta-\omega,$$

于是天体的椭圆轨道方程可写为

$$r=\frac{a(1-e^2)}{1+e\cos f}. \tag{16.56}$$

若以太阳 S 为原点，在行星轨道平面上建立日心轨道直角坐标系 $S\text{-}\xi\eta$，ξ 轴指向近日点 Π，η 轴与 ξ 轴垂直并成右手正交系。在 t 时刻，行星位于 P 点，f 为行星 P 的真近点角（见图 16.6），则行星的轨道直角坐标（ξ，η）与向径 r，真近点角 f 之间有关系式

$$\left.\begin{aligned}\xi&=r\cos f,\\ \eta&=r\sin f.\end{aligned}\right\} \tag{16.57}$$

利用二体问题的关系式，还可以得出（ξ，η）与偏近点角 E 之间的关系。由（16.56）式得

$$\xi=r\cos f=\frac{1}{e}\left[a(1-e^2)-r\right].$$

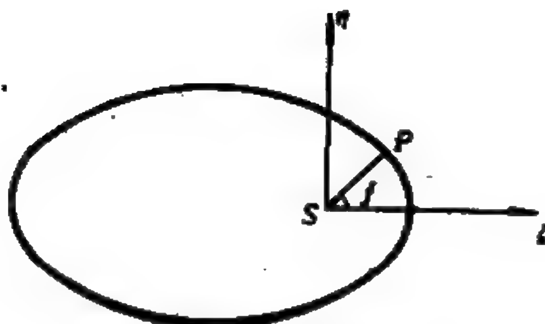


图 16.6　轨道直角坐标系

而由(16.41)式知

$$r=a(1-e\cos E).$$

代入上式得

$$\zeta=r\cos f=a(\cos E-e), \qquad (16.58)$$

$$\eta=r\sin f=\pm\sqrt{r^2-r^2\cos^2 f}=\pm a\sqrt{1-e^2}\sin E,$$

按 E, f 的定义，它们都是从近日点起算，变化周期为 2π 的角变量，故当行星从近日点运动到远日点时，E 和 f 都是从 0 增加到 π，当行星从远日点回到近日点时，E, f 从 π 增加到 2π，显然，$\sin E$ 和 $\sin f$ 应当同号，上式取正号，即

$$\eta=r\sin f=a\sqrt{1-e^2}\sin E. \qquad (16.59)$$

利用(16.58)式和(16.59)式，可得到 E 和 f 之间的直接关系式。将 $r=a(1-e\cos E)$代入(16.58)和(16.59)两式，得到

$$\left.\begin{aligned}\cos f&=\frac{\cos E-e}{1-e\cos E},\\ \sin f&=\frac{\sqrt{1-e^2}\sin E}{1-e\cos E}.\end{aligned}\right\} \qquad (16.60)$$

反之亦可得

$$\left.\begin{aligned}\cos E&=\frac{\cos f+e}{1+e\cos f},\\ \sin E&=\frac{\sqrt{1-e^2}\sin f}{1+e\cos f}.\end{aligned}\right\} \qquad (16.61)$$

由(16.60)式可推得

$$1+\cos f=\frac{(1-e)(1+\cos E)}{1-e\cos E},$$

$$1-\cos f=\frac{(1+e)(1-\cos E)}{1-e\cos E}.$$

两式相除得

$$\mathrm{tg}^2\frac{f}{2}=\frac{1-\cos f}{1+\cos f}=\frac{1+e}{1-e}\mathrm{tg}^2\frac{E}{2}.$$

两边开方可得

$$\mathrm{tg}\frac{f}{2}=\sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\,\mathrm{tg}\frac{E}{2}. \tag{16.62}$$

前面已经说明，E 和 f 总是同在第一，二象限或第三，四象限，因此 $\frac{f}{2}$，$\frac{E}{2}$ 总是同在第一或第二象限，$\mathrm{tg}\frac{f}{2}$ 和 $\mathrm{tg}\frac{E}{2}$ 总保持同号，故上式两边开方取正号。由(16.62)式可以完全确定 f 和 E 之间的大小和象限关系。

2. 抛物线轨道情况　抛物线轨道的开普勒方程可写为

$$2\,\mathrm{tg}\frac{f}{2}+\frac{2}{3}\mathrm{tg}^3\frac{f}{2}=\sqrt{2\mu}\,q^{-\frac{3}{2}}(t-\tau).$$

轨道方程为

$$r=q\sec^2\frac{f}{2}.$$

如果已知作抛物线运动天体的轨道根数和任一时刻 t，则通过解抛物线轨道的开普勒方程$\left(\text{此为 } \mathrm{tg}\frac{f}{2} \text{ 的代数方程}\right)$可以得出 t 时刻的真近点角 f，而后代入抛物线轨道方程即可解出 t 时的向径 r，再代入轨道直角坐标方程(16.57)式，最终可得到 t 时刻的轨道直角坐标。

但是，在抛物线轨道计算中，必须注意，当 $t>\tau$ 时，可直接利用开普勒方程计算 f，而当 $t<\tau$ 时，从抛物线轨道开普勒方程看出 $f<0$，计算时需加以区分，往往在抛物线轨道中，f 的取

值范围应为 $-\pi<f<\pi$。

3．双曲线轨道情况　在§16.3中推导双曲线轨道的开普勒方程时曾引入辅助量 F，它满足变换关系

$$r=a_1(e\operatorname{ch}F-1).$$

从几何意义上来说，F 相当于椭圆运动中的偏近点角 E。类似于椭圆运动的(16.58)和(16.59)两式，可以推得

$$\left.\begin{aligned}\zeta&=r\cos f=a_1(e-\operatorname{ch}F),\\ \eta&=r\sin f=a_1\sqrt{e^2-1}\operatorname{sh}F.\end{aligned}\right\}\tag{16.63}$$

同样也可得到 f 和 F 之间的直接关系式

$$\operatorname{tg}\frac{f}{2}=\sqrt{\frac{e+1}{e-1}}\operatorname{th}\frac{F}{2}.\tag{16.64}$$

当给出某时刻 t 时作双曲线运动的天体的轨道根数时，可通过解双曲线轨道的开普勒方程(16.49)式得出 F，而后代入(16.63)式得到轨道直角坐标 ζ，η。

二、日心黄道直角坐标和速度的计算

1．旋转矩阵　在日心黄道直角坐标和速度的计算及大多数天文计算中都要用到坐标系的旋转，而坐标系的旋转又可用矩阵运算表示，称为旋转矩阵。

设空间任一点 P 在直角坐标系 $O\text{-}XYZ$ 中的坐标为(x, y, z)，如图16.7所示，若 X 轴不动，YZ 平面绕 X 轴逆时针方向旋转 θ 角后，所得的新坐标系为 $O\text{-}X'Y'Z'$，P 点的新坐标记为(x', y', z')。由解析几何知识可知新旧坐标之间有下面的关系

$$\left.\begin{aligned}x'&=x,\\ y'&=y\cos\theta+z\sin\theta,\\ z'&=-y\sin\theta+z\cos\theta.\end{aligned}\right\}\tag{16.65}$$

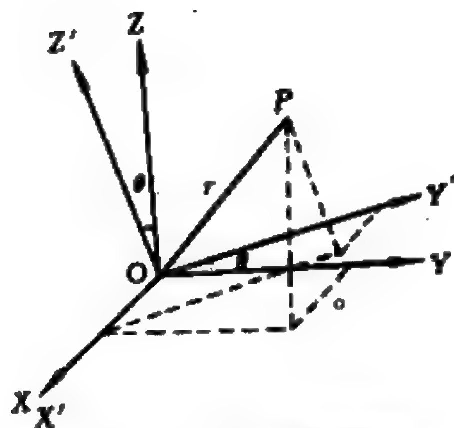


图 16.7　坐标系的旋转

(16.65)式用矩阵运算表示为

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & \sin\theta \\ 0 & -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

$$= R_x(\theta) \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \tag{16.66}$$

其中

$$R_x(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & \sin\theta \\ 0 & -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{16.67}$$

$R_x(\theta)$称为 YZ 平面绕 X 轴逆时针旋转 θ 角的旋转矩阵，也称为(16.65)式的系数矩阵。它具有下列性质：

$$\left.\begin{aligned} &|R_x(\theta)| = 1, \\ &R_x(0) = E = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ &R_x^{-1}(\theta) = R_x(-\theta) = R_x^T(\theta), \\ &R_x(\theta_1) R_x(\theta_2) = R_x(\theta_1 + \theta_2). \end{aligned}\right\} \tag{16.68}$$

同理可得，ZX 平面绕 Y 轴逆时针旋转 θ 角的旋转矩阵为

$$R_y(\theta)=\begin{pmatrix}\cos\theta & 0 & -\sin\theta\\ 0 & 1 & 0\\ \sin\theta & 0 & \cos\theta\end{pmatrix}. \tag{16.69}$$

XY 平面绕 Z 轴逆时针旋转 θ 角的旋转矩阵为

$$R_z(\theta)=\begin{pmatrix}\cos\theta & \sin\theta & 0\\ -\sin\theta & \cos\theta & 0\\ 0 & 0 & 1\end{pmatrix}. \tag{16.70}$$

显然，$R_y(\theta)$和 $R_z(\theta)$都具有(16.68)式所列的性质，只是必须注意下面的运算规则：

$$\left.\begin{aligned}R_x(\theta_1)\cdot R_x(\theta_2)=R_x(\theta_2)\cdot R_x(\theta_1),\\ R_x(\theta_1)\cdot R_y(\theta_2)\neq R_y(\theta_2)\cdot R_x(\theta_1).\end{aligned}\right\} \tag{16.71}$$

其余的运算可依此类推。

如果将坐标系按顺时针方向旋转 θ 角，则只需将上列旋转矩阵(16.67)、(16.69)和(16.70)三式中的 θ 改为 $-\theta$，就可得到相应的旋转矩阵。

2. 日心黄道直角坐标和速度的计算　现在仅以椭圆运动为例来讨论天体的日心黄道直角坐标和速度的计算。

首先作日心天球，大圆 XNY 为黄道面与天球的截线 XY 平面为黄道面，X 轴指向某历元时刻的春分点，大圆 $P\Pi N$ 为行星轨道在天球上的投影，N 为轨道升交点，Π 为轨道近日点方向在天球上的投影，P 为行星在任意时刻 t 时在轨道上的位置，显然有

$$\widehat{XN}=\Omega,\qquad N\Pi=\omega$$
$$\widehat{\Pi P}=f,\quad \angle YN\Pi=i.$$

现在，建立以太阳为原点，黄道面为 XY 平面的日心黄道直角坐标系 $S\text{-}XYZ$，Z 轴指向北黄极。设 t 时刻，行星的直角坐标为$(x,\ y,\ z)$，从图 16.8 可以看出，将轨道直角坐标系 $S\text{-}\xi\eta$

转换为日心黄道直角坐标系 S-XYZ 系是一个坐标系的旋转问题，这个转换可以通过三次旋转来实现。

(1) 若已知行星的轨道根数，可以根据二体问题的关系式和(16.57)式得出行星在任意 t 时刻的轨道直角坐标 $(\zeta,\ \eta)$。坐标系 S-$\zeta\eta C$ 为轨道直角坐标系，C 轴沿着轨道平面的法线方向。第一步，可以将 $\zeta\eta$ 平面顺时针方向绕 SC 轴旋转 ω 角，则 S-$\zeta\eta C$ 系就成为 S-$\zeta'\eta' C$ 系，ζ' 轴与 SN 轴重合。

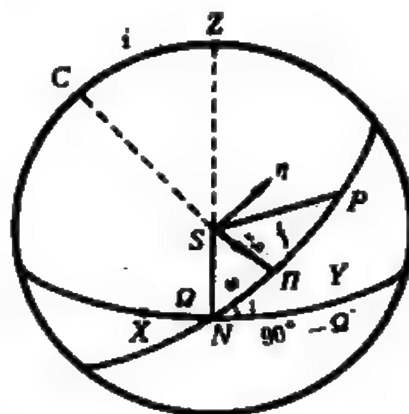


图 16.8　日心黄道直角坐标和速度的计算

(2) 第二步将轨道面绕 ζ' 轴顺时针方向旋转 i 角，使轨道面与黄道面重合，S-$\zeta'\eta' C$ 系转换为 S-$\zeta''\eta'' Z$ 系，此时，ζ'' 轴与 ζ' 轴重合，C 轴与 Z 轴重合。

(3) 最后一次旋转是将 S-$\zeta''\eta'' Z$ 系绕 Z 轴顺时针方向旋转 Ω 角，最终使得 S-$\zeta''\eta'' Z$ 系与 S-XYZ 系完全重合。

上述三次旋转用矩阵形式表出，即为

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = R_z(-\Omega)\cdot R_x(-i)\cdot R_z(-\omega)\cdot\begin{pmatrix} \zeta \\ \eta \\ 0 \end{pmatrix} \tag{16.72}$$

或

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\Omega & -\sin\Omega & 0 \\ \sin\Omega & \cos\Omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos i & -\sin i \\ 0 & \sin i & \cos i \end{pmatrix}$$
$$\cdot\begin{pmatrix} \cos\omega & -\sin\omega & 0 \\ \sin\omega & \cos\omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix} \zeta \\ \eta \\ 0 \end{pmatrix}.$$

矩阵展开运算后可得

$$\left.\begin{aligned}x&=l_1\zeta+l_2\eta,\\y&=m_1\zeta+m_2\eta,\\z&=n_1\zeta+n_2\eta.\end{aligned}\right\}\tag{16.73}$$

其中

$$\left.\begin{aligned}l_1&=\cos\Omega\cos\omega-\sin\Omega\sin\omega\cos i,\\m_1&=\sin\Omega\cos\omega+\cos\Omega\sin\omega\cos i,\\n_1&=\sin\omega\sin i;\end{aligned}\right\}\tag{16.74}$$

$$\left.\begin{aligned}l_2&=-\cos\Omega\sin\omega-\sin\Omega\cos\omega\cos i,\\m_2&=-\sin\Omega\sin\omega+\cos\Omega\cos\omega\cos i,\\n_2&=\cos\omega\sin i.\end{aligned}\right\}\tag{16.75}$$

图 16.8 表明，$(l_1,\ m_1,\ n_1)$和$(l_2,\ m_2,\ n_2)$分别为ζ轴的单位向量$\boldsymbol{P}$和η轴的单位向量$\boldsymbol{Q}$在$S\text{-}XYZ$系内的方向余弦，即$\boldsymbol{P}=\boldsymbol{P}(l_1,\ m_1,\ n_1)$，$\boldsymbol{Q}=\boldsymbol{Q}(l_2,\ m_2,\ n_2)$，$\boldsymbol{P}$，$\boldsymbol{Q}$皆为轨道根数$i$，$\omega$，$\Omega$的函数。由此(16.73)式可用矢量形式表示为

$$\boldsymbol{r}=\zeta\boldsymbol{P}+\eta\boldsymbol{Q}.\tag{16.76}$$

将(16.58)式和(16.59)式代入上式得

$$\boldsymbol{r}=a(\cos E-e)\boldsymbol{P}+a\sqrt{1-e^2}\sin E\,\boldsymbol{Q}.\tag{16.77}$$

(16.77)式右端仅偏近点角E与时间t有关，将(16.77)式两边对t求导数得

$$\dot{\boldsymbol{r}}=(-a\sin E\,\boldsymbol{P}+a\sqrt{1-e^2}\cos E\,\boldsymbol{Q})\frac{dE}{dt}.$$

根据开普勒方程(16.42)式，对两边求导数可推出

$$\frac{dE}{dt}=\frac{n}{1-e\cos E}=\frac{an}{r}.\tag{16.78}$$

代入(16.77)式即得t时刻行星的轨道运动速度

$$\dot{\boldsymbol{r}}=-\frac{a^2n}{r}\sin E\,\boldsymbol{P}+\frac{a^2n\sqrt{1-e^2}}{r}\cos E\,\boldsymbol{Q}.\tag{16.79}$$

写成三分量的形式为

$$\left.\begin{aligned}\dot{x}&=-\frac{a^2n}{r}\sin E\, l_1+\frac{a^2n\sqrt{1-e^2}}{r}\cos E\, l_2,\\ \dot{y}&=-\frac{a^2n}{r}\sin E\, m_1+\frac{a^2n\sqrt{1-e^2}}{r}\cos E\, m_2,\\ \dot{z}&=-\frac{a^2n}{r}\sin E\, n_1+\frac{a^2n\sqrt{1-e^2}}{r}\cos E\, n_2.\end{aligned}\right\}\quad(16.80)$$

在理论讨论中，为简便起见，常利用 $\mu=n^2a^3$ 这一关系将(16.79)式变换为

$$\dot{\boldsymbol{r}}=-\frac{\sqrt{\mu a}}{r}\sin E\,\boldsymbol{P}+\frac{\sqrt{\mu P}}{r}\cos E\,\boldsymbol{Q}.\qquad(16.81)$$

其三分量的形式可类似导出。

对于抛物线轨道和双曲线轨道的坐标和速度也可类似于椭圆轨道的情况推出。

§16.6 星历表计算

在实际的天文观测中，观测者是在地面对行星观测的，因此，仅知道天体的日心黄道直角坐标并不能直接用以观测，而必须给出天体的视位置才能进行观测或与观测所得的位置进行比较。天体的视位置表叫做星历表。编制精确而实用的星历表是天体力学工作的重要任务之一。

本节从二体问题的结果出发，介绍计算星历表的基本原理和方法。由天体的日心黄道直角坐标计算天体的视位置，需要经过以下几个计算步骤：

1．日心黄道直角坐标转换为日心赤道直角坐标　如图16.9所示，设 $S\text{-}XYZ$ 系为日心黄道直角坐标系，行星 P 在此坐标系内的坐标为$(x,\ y,\ z)$。又设 $S\text{-}X'Y'Z'$ 系为日心赤道直角坐标

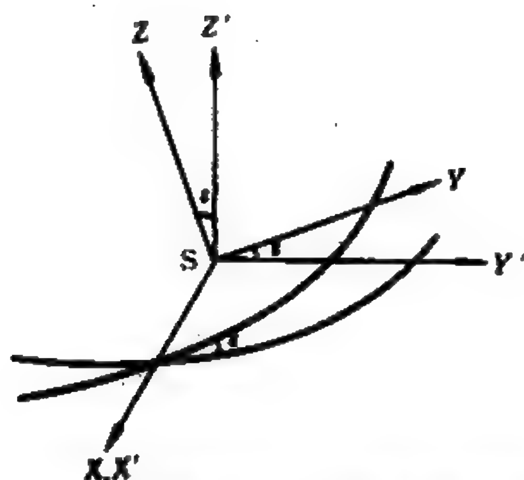


图 16.9　日心黄道坐标系与日心赤道坐标系的转换

系，X' 轴与 X 轴重合，指向某历元时刻的春分点，$X'Y'$ 平面为某历元时刻的赤道面，Y' 轴在赤道面上与 X' 轴成 90°，Z' 轴指向北天极。黄道与赤道之间的夹角为同一历元时刻的黄赤交角。设行星 P 在此坐标系内的坐标为(x', y', z')，则由坐标系旋转原理可得

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = R_x(-\varepsilon) \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varepsilon & -\sin\varepsilon \\ 0 & \sin\varepsilon & \cos\varepsilon \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \tag{16.82}$$

写成分量形式为

$$\left.\begin{aligned} x' &= x \\ y' &= y\cos\varepsilon - z\sin\varepsilon \\ z' &= y\sin\varepsilon + z\cos\varepsilon \end{aligned}\right\} \tag{16.83}$$

将上节所得的(16.73)式、(16.74)式和(16.75)式代入上式，可得(x', y', z')与(ξ, η)和轨道根数之间的关系

$$\left.\begin{aligned} x' &= P_x\zeta + Q_x\eta \\ y' &= P_y\zeta + Q_y\eta \\ z' &= P_z\zeta + Q_z\eta \end{aligned}\right\} \tag{16.84}$$

其中

$$\left.\begin{aligned} P_x &= l_1 = \cos\Omega\cos\omega - \sin\Omega\sin\omega\cos i \\ Q_x &= l_2 = -\cos\Omega\sin\omega - \sin\Omega\cos\omega\cos i \\ P_y &= m_1\cos\varepsilon - n_1\sin\varepsilon \\ &= (\sin\Omega\cos\omega + \cos\Omega\sin\omega\cos i)\cos\varepsilon \\ &\quad - \sin\omega\sin i\sin\varepsilon \\ Q_y &= m_2\cos\varepsilon - n_2\sin\varepsilon \\ &= (\cos\Omega\cos\omega\cos i - \sin\Omega\sin\omega)\cos\varepsilon \\ &\quad - \cos\omega\sin i\sin\varepsilon \\ P_z &= m_1\sin\varepsilon + n_1\cos\varepsilon \\ &= (\sin\Omega\cos\omega + \cos\Omega\sin\omega\cos i)\sin\varepsilon \\ &\quad + \sin\omega\sin i\cos\varepsilon \\ Q_z &= m_2\sin\varepsilon + n_2\cos\varepsilon \\ &= (\cos\Omega\cos\omega\cos i - \sin\Omega\sin\omega)\sin\varepsilon \\ &\quad + \cos\omega\sin i\cos\varepsilon \end{aligned}\right\} \tag{16.85}$$

显然，(P_x, P_y, P_z)和(Q_x, Q_y, Q_z)是单位向量P, Q在日心赤道直角坐标系$S\text{-}X'Y'Z'$中的方向余弦。

2．日心赤道直角坐标系到地心赤道直角坐标系的转换 这是一个坐标系的平移过程。设行星在地心赤道坐标系$E\text{-}X''Y''Z''$内的坐标为(x'', y'', z'')、太阳的地心赤道直角坐标为(X', Y', Z')，它可以在天文年历上查得，则有

$$\left.\begin{aligned} x'' &= x' + X', \\ y'' &= y' + Y', \\ z'' &= z' + Z'. \end{aligned}\right\} \tag{16.86}$$

3. 地心赤道直角坐标系与地心赤道球坐标系的转换 这一过程可以用同一系统中直角坐标与球坐标之间的转换来实现。设行星 P 的地心距为 ρ，赤经为 α，赤纬为 δ，则

$$\left.\begin{aligned} x'' &= \rho\cos\alpha\cos\delta, \\ y'' &= \rho\sin\alpha\cos\delta, \\ z'' &= \rho\sin\delta. \end{aligned}\right\} \tag{16.87}$$

或

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\alpha &= \frac{y''}{x''}, \\ \operatorname{tg}\delta &= \frac{z''}{\sqrt{x''^2+y''^2}}, \\ \rho &= \sqrt{x''^2+y''^2+z''^2}. \end{aligned}\right\} \tag{16.88}$$

4. 行星地心位置和视位置之间的转换 由(16.88)式得到的天体地心位置(ρ, α, δ)还需进行一系列的系统误差改正后才能得到天体的视位置。

首先需作周日视差改正。对于太阳系中的行星或小行星等自然天体，一般可利用球面天文中的周日视差改正公式对所得的地心位置进行修正。但对于离地面较近的人造天体等，通常需直接将日心赤道直角坐标系平移到地面观测站直角坐标系，而后再用(16.88)式计算出相对于观测站的球面位置(ρ, α, δ)。

经周日视差改正后所得的还只是天体在某一历元时刻的平位置，对这些平位置作岁差、章动、光行差和大气折射改正后才能得到天体的视位置。这些系统误差的改正公式在球面天文书籍中都可以查到。

必须特别注意的是，在整个星历表计算中，所采用的春分点，赤道、黄道，黄赤交角 ε，太阳的地心赤道直角坐标(X', Y', Z')和行星的轨道根数 Ω，i，ω 等都需对应于同一历元时刻，如不统一，则首先需作岁差、章动改正，使其统一到同一起算时刻。

实际编制各种天体的星历表过程远比本节所讲的复杂，除了考虑二体引力外还必须计及各种摄动因素。所以，编制星历表工作是一项十分细致，繁复而又重要的工作。

§16.7 初轨计算原理和方法

前面几节已经介绍了二体问题的基本理论、积分结果以及从已知的天体轨道根数计算天体星历表的方法。本节主要讨论如何根据天体的实际观测资料计算它的轨道根数。只有这个问题解决了，二体问题才能算完全解决。

在天文学中，最原始的资料来源于观测。通常把从天体的实际观测资料求出其轨道根数的过程称为轨道计算。如果仅在二体问题的范围内进行轨道计算，则称为初轨计算，所得的轨道根数称为天体的初轨。

一、三次观测定轨原理

二体问题的轨道是圆锥曲线，椭圆轨道和双曲线轨道，有六个轨道根数：a，e，i，ω，Ω，τ。抛物线轨道只有五个轨道根数：q，i，ω，Ω，τ。在天文观测中最常用的是光学观测，每次光学观测可得到标志天体在天球上的方位的两个量(α，δ)。因此，要确定一个二体问题的轨道至少需要三次光学观测资料。如果采用其他的观测手段，如激光观测和多普勒观测等，得到的不是天体的方位而是天体的地心距或视向速度，这就需要更多次数的观测资料。这里主要介绍利用三次光学观测资料确定初轨的原理。

假设已得到三个时刻 t_1，t_2 和 t_3 时天体的三次观测值(α_1，δ_1)，(α_2，δ_2)和(α_3，δ_3)，则根据(16.86)和(16.87)式可得

$$
\left.\begin{aligned}
\rho_i \cos\alpha_i \cos\delta_i &= x_i'' = x_i' + X_i' \\
\rho_i \sin\alpha_i \cos\delta_i &= y_i'' = y_i' + Y_i' \\
\rho_i \sin\delta_i &= z_i'' = z_i' + Z_i'
\end{aligned}\right\} \quad (i=1,\ 2,\ 3) \tag{16.89}
$$

在此，ρ_i 为三个观测时刻天体的地心距，$(x_i',\ y_i',\ z_i')$ 和 $(X_i',\ Y_i',\ Z_i')$ 分别为相应的三个时刻天体的日心赤道直角坐标和太阳地心赤道直角坐标。

(16.89) 式共有 9 个方程，但包含有 ρ_i，x_i'，y_i'，z_i' 等十二个未知量。根据(16.84)式和(16.85)式可知，x_i', y_i', z_i' 可以用行星的六个轨道根数 a，e，i，ω，Ω，τ 表示，这样 (16.89)式实质上只包含 9 个未知量，再用消去法从 9 个方程中消去三个地心距 ρ_i，就得到仅包含 6 个轨道根数作为未知量的 6 个方程，最后就可唯一解出 6 个轨道根数。同时，从常微分方程学的知识也可说明三次观测定初轨的原理。二体问题的运动方程为

$$
\left.\begin{aligned}
\ddot{x} + \frac{\mu}{r^2} x &= 0 \\
\ddot{y} + \frac{\mu}{r^2} y &= 0 \\
\ddot{z} + \frac{\mu}{r^2} z &= 0
\end{aligned}\right\}
$$

此为三个二阶常微分方程，它们的通解形式已在前面几节给出，包含有六个相互独立的积分常数，即轨道根数，只有给定初始条件才能完全确定这些常数。对于天体的轨道运动，给定的初始条件一般有两种形式，一种是给出某一初始时刻天体的日心黄道直角坐标 $(x_0,\ y_0,\ z_0)$ 和速度 $(\dot{x}_0,\ \dot{y}_0,\ \dot{z}_0)$；另一种是给出两个不同时刻 t_1，t_2 时天体的日心黄道直角坐标 $(x_1,\ y_1,\ z_1)$ 和 $(x_2,\ y_2,\ z_2)$。无论给出何种形式的初始条件，初值共有 6 个，因此必须至少有三次观测值才能定出这些初值，进而代入二体问题的通积分，最终解出所需要的 6 个轨道根数。

轨道计算的基本思想，就是采用适当的方法从已知某天体的三次观测值(t_i, α_i, δ_i)($i=1, 2, 3$)求出该天体在某一时刻的坐标和速度，或者求出该天体在某两个时刻的坐标，而后求出该天体的轨道根数。从理论上说，这一问题是完全可解的。但事实上，由于各种函数关系都比较复杂，要得出严格解是十分困难的，往往只能采用近似求解的方法来定轨。

二、几种常用的初轨计算方法

轨道计算是天体力学中发展得较早的基本问题之一，在长期的观测和实践中，前人已建立起多种轨道计算方法，归纳起来，常用的有以下几种：

1．高斯方法　在十九世纪初，小行星发现以后，要求很快算出它们的轨道根数，以便于编制星历表指导观测。在1801年，当皮亚齐发现第一颗小行星后，德国数学家高斯(C. F. Gauss)很快就算出了它的椭圆轨道，并预报了这颗小行星的位置，使人们再次找到了它。此后，高斯对自己的计算方法进行了改进，使它不仅从理论上能阐明轨道计算的原理，在实际上也成为轨道计算的有效工具。后来，随着数学和其他学科的发展，高斯方法几经修改和补充，特别是经吉布斯(Gibbs)，奥波耳彻尔(T. Oppolzer)和梅尔顿(G. A. Merton)等人的改进使高斯方法日趋完善，但方法的基本原理和思想仍是高斯所提出的，并没有根本改变。

高斯方法的基本思想是根据行星的三次观测计算出两个不同时刻天体的位置(x_1, y_1, z_1)和(x_2, y_2, z_2)，而后确定出椭圆轨道的根数。由于三次光学观测只能给出行星在空间的三个方位，如果能首先确定天体轨道面在空间的位置，然后得到三个观测方位在轨道面上的投影，这样就可以唯一确定行星椭圆轨道在轨道面上的位置，从而确定行星的轨道。

因此，高斯首先采用近似的方法得出两个不同时刻 t_1，t_2 时天体的向径 r_1 和 r_2 在轨道面上所组成的扇形面积与以 r_1，r_2 和它们之间的弦所组成的三角形面积之比。而后根据开普勒第三定律，确定三个观测时刻天体的向径 r_1，r_2 和 r_3 之间所组成的三个扇形面积，这样就确定了行星轨道面在空间的位置。已知了三个观测时刻天体的方位和轨道面的空间位置，就可以求出三个观测时刻天体的地心距，这是整个高斯方法的关键步骤。一旦地心距 ρ_1，ρ_2，ρ_3 求出，则代入(16.89)式就可以得出行星在三个不同时刻相应的日心赤道直角坐标，再利用坐标系旋转和二体问题的已知积分不难求出行星的轨道根数。

采用高斯方法进行轨道计算，精度高且对太阳系内不同轨道偏心率的天体都适用，但是整个计算过程比较繁复，工作量较大。

2．改进的拉普拉斯方法　这是目前最常用的计算椭圆轨道的方法。它的基本原理是采用三个观测方位的方向余弦之比作为辅助量，得出以中间观测时刻行星的坐标(x_2，y_2，z_2)和速度($\dot{x}_2$，$\dot{y}_2$，$\dot{z}_2$)为变量的基本方程，利用时间间隔的幂级数展开的近似方法求解基本方程得出(x_2，y_2，z_2)和($\dot{x}_2$，$\dot{y}_2$，$\dot{z}_2$)，再由它们计算轨道根数。这种方法原理清楚、运算简便，虽然计算精度稍低于高斯方法，仍得到广泛的应用。

3．已知 a 值的巴日诺夫方法　对于太阳系的某些卫星、小行星和人造天体而言，它们的运动速度较快，周期较短，轨道偏心率也比较小，往往可以通过多次观测定出它们的运动周期，再近似地定出它们的轨道半长径 a。巴日诺夫方法利用已知的 a 值和三次观测资料确定轨道平面和三次观测的地心距，由此定出三个时刻的日心黄道直角坐标和天体的轨道根数。

4．奥耳白尔方法　为了计算某些脱离太阳系一去不复返的

彗星的轨道，许多天文学家提出了不同的计算抛物线轨道的方法。其中最常用的是1797年由奥耳白尔提出的计算方法，这种方法后来虽经很多人进行了修改，但基本原理并没有多大的变化。

与高斯方法相似，奥耳白尔(H. W. M. Olbers)方法也是采用近似的方法求出两个不同时刻天体的日心赤道直角坐标而后再求出该天体的轨道根数。不同的是，抛物线轨道只有五个轨道根数。因而在计算过程中可以充分利用抛物线轨道的一些几何性质来进行简化和验证。

综上所述，利用三次光学观测资料计算初轨的问题已全部解决。但是，在实际计算中，由于各种系统误差和偶然因素的影响，所得的观测资料不够精确以致影响轨道计算的精度。为此，必须采用大量的观测资料，首先消除其系统误差，进行数据处理，在筛选后的资料中选择多组三次观测资料计算出多组轨道根数，再利用最小二乘法进行轨道改进以求得最精确的一组轨道根数。同时，初轨计算后还需将所得的根数进行星历表计算，以检验计算方法和过程的准确性与有效性。如果星历表计算所得的三次观测时刻的方位$(\alpha_i)_c$，$(\delta_i)_c$与所给出的相应时刻的观测值$(\alpha_i)_0$，$(\delta_i)_0$之差在精度范围之内，则认为此初轨计算有效，否则还需重行检查整个计算的方法和步骤。

§16.8 引力作用范围，宇宙速度

二体问题虽然是天体力学中最简化的模型，但它是天体力学的基础。由于二体问题已彻底解出，因而它的结果在很多方面都获得实际应用，如前面所讲述的星历表计算，初轨计算等等。在本节和下节中主要介绍二体问题在宇宙航行中的应用。

一、引力作用范围

根据引力作用定律，质量为m的任意物体都对周围物体产生吸引，并在其周围形成一个受m引力作用的区域。如果以m为中心，以引力作用有实际影响的最大距离ρ为半径作一球面，则称此球面为作用球或引力作用范围，ρ称为引力作用范围半径。

利用引力作用范围的概念，可将多体问题简化成多个二体问题。例如，有质量较大的天体M和质量较小的天体m，它们之间的距离为A。另有一质量可忽略的运动质点P，它们构成三体问题。在近似讨论的情况下，当P在m的作用范围内时，可主要考虑m对P的吸引，而忽略M对P吸引产生的摄动力。当P在m的作用范围以外运动时，主要考虑M对它的吸引，而将m对P的吸引力视为摄动力而加以忽略。这样就将P在M，m吸引下的三体问题化作两个二体问题来考虑，而得出近似解。

在天文学中，根据不同的问题提出了三种引力作用范围的定义，因此引力作用范围半径有三种不同的取法：

(1) 以M，m对P点的直接引力作为标准，m的引力作用范围半径取为

$$\rho=\rho_1=A\left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{16.90}$$

这种作用范围常称为引力范围。

(2) 假设P位在距天体m距离为ρ_2处，P受m的引力恰好等于M的起潮力，即取

$$\rho=\rho_2=A\left(\frac{m}{2M}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{16.91}$$

为第二种引力作用范围半径。

在动力学问题的定性讨论中，经常以平面圆型限制性三体问

题的内拉格朗日点 L_1（见§17.9）到m的距离为作用范围半径. 近似地取为

$$\rho=\rho_2=A\left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{16.92}$$

这种作用范围称为希尔范围。

(3) 在讨论宇宙航行动力学问题时，常以m和 M 对质点 P 的吸引力和摄动力大小之比作为标准来定义引力作用范围，此时 m 的作用范围半径取为

$$\rho=\rho_3=A\left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{2}{5}} \tag{16.93}$$

在下面的讨论中，就是采用这种引力作用范围半径。

地球在日、地系统以及月球在地、月系统中的三种作用范围半径见下表：

作用范围半径 / 天体	ρ_1（米）	ρ_2（米）	ρ_3（米）
地　球	0.27×10^9	2.27×10^9	0.93×10^9
月　球	4.3×10^7	8.9×10^7	6.6×10^7

从表中可看出，ρ_1，ρ_2，ρ_3 三个数值相差较大，因此作用范围仅是在近似讨论中所采用的一种粗略概念。

二、宇宙速度

二体问题的活力公式体现了天体轨道运动速度和轨道之间的关系。它也可用于讨论从地面发射人造天体使其成为各种类型的宇宙飞行器的问题，其中一个重要课题是给出发射速度的最小值，这就是所谓宇宙速度。通常宇宙速度分为三种：

1. 第一宇宙速度　根据活力公式

$$v^2=\mu\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right),\quad \mu=G(M+m).$$

对于发射一个作椭圆运动的天体而言，当发射地点给定，则轨道半长径 a 越小，轨道速度也越小。如果要从地面上发射一颗人造卫星，则 a 的最小值应为地球赤道半径 R。若 $a<R$，卫星轨道要碰到地面，不可能绕地球旋转。故在地面上发射人造地球卫星使其能绕地球旋转的最小速度为

$$v_1^2=GE\left(\frac{2}{R}-\frac{1}{R}\right)=\frac{GE}{R},$$

或

$$v_1=\sqrt{\frac{GE}{R}} \tag{16.94}$$

在此，E，R 分别为地球质量和地球赤道半径，G 为万有引力常数，忽略卫星质量，则 $\mu\simeq GE$。将地球质量 $E=5.9742\times10^{24}$ 千克，地球赤道半径 $R=6,378,140$ 米代入计算得 $v_1=7.9\times10^3$ 米/秒。

v_1 称为第一宇宙速度，又称为环绕速度。

2．第二宇宙速度　若从地面上发射人造天体，使其沿抛物线轨道运动，则此人造天体将脱离地球引力场运动到无穷远处而一去不复返。此时，活力公式为

$$v_2=\sqrt{\frac{2GE}{R}}=\sqrt{2}\,v_1 \tag{16.95}$$

v_2 为从地面发射人造天体使其脱离地球引力场的最小速度，称为第二宇宙速度，又称为逃逸速度或脱离速度。将地球质量和赤道半径的数值代入上式，可得 $v_2=11.2\times10^3$ 米/秒。

对于太阳系的主要天体，根据它们的质量和平均半径可计算出相应的环绕速度和逃逸速度，它们的值见下表（速度单位：10^3 米/秒）：

天体 v_1, v_2	太阳	水星	金星	地球	火星	木星	土星	天王星	海王星	冥王星	月球
v_1	436.8	3.0	7.3	7.9	3.5	42.1	25.2	15.1	16.7	0.86	1.7
v_2	617.7	4.3	10.3	11.2	5.0	59.5	35.6	21.4	23.6	1.2	2.4

此外，当 $v>v_2$ 时，天体将沿着双曲线轨道飞向无穷远处。对于抛物线轨道，在无穷远处天体的速度为零，但对于双曲线轨道 $a<0$，在无穷远处 $r=\infty$，则由活力公式得

$$v_\infty=\sqrt{-\frac{GE}{a}}>0.$$

v_∞ 称为双曲线轨道的剩余速度，显然

$$v_\infty^2=v^2-\frac{2GE}{r}=v^2-v_2^2. \qquad (16.96)$$

3. 第三宇宙速度　从地面发射火箭，使其能脱离太阳引力场而飞出太阳系所需要的最小速度称为第三宇宙速度。

为了求得第三宇宙速度，必须同时考虑地球和太阳两个引力场。要火箭脱离太阳引力场，在地球轨道处必须具有相对于太阳的逃逸速度 V_2，其大小为

$$V_2=\sqrt{\frac{2GM}{A}}=42.4\times10^3\ 米/秒. \qquad (16.97)$$

其中，M 为太阳质量，A 为日地距离（天文单位）。

通常使火箭的运动方向与地球公转方向一致，这样可以充分利用地球公转速度 V_0，使火箭相对于地球的最小速度为

$$V'=V_2-V_0=(42.4-30)\times10^3=12.4\times10^3（米/秒）.$$

为要求得地面发射所需要的速度，采用（16.92）式所定义的引力作用范围，对于地球而言，$\rho_3=0.93\times10^9$ 米。在以地心为中心，ρ_3 为半径的引力作用球内，火箭与地球组成一个二体问题，一旦飞出这个作用范围，则火箭与太阳组成另一个二体问题。如果火箭在地球引力作用范围边界上具有速度 V'，则它就可以脱离

太阳引力场而飞出太阳系。此时，活力公式可写为

$$V'^2=GE\left(\frac{2}{\rho_3}-\frac{1}{a}\right). \tag{16.98}$$

设地面发射使火箭脱离太阳系的速度为 v_3，则有

$$v_3^2=GE\left(\frac{2}{R}-\frac{1}{a}\right). \tag{16.99}$$

用(16.99)式减(16.98)式得

$$v_3^2-V'^2=GE\left(\frac{2}{R}-\frac{2}{\rho_3}\right)=\frac{2GE}{R}\left(1-\frac{R}{\rho_3}\right).$$

由于地球半径 R 远小于引力作用范围半径 ρ_3，故在近似的情况下可忽略上式中的 $\frac{R}{\rho_3}$ 项，使得

$$v_3^2=V'^2+\frac{GE}{R}=V'^2+v_2^2.$$

以 V' 和 v_2 的值代入上式可得

$$v_3=\sqrt{v_2^2+V'^2}=16.9\times10^3\text{ 米/秒}. \tag{16.100}$$

v_3 为第三宇宙速度。

上述三种宇宙速度是在二体问题基础上得出的近似结果，一般用于定性讨论。在实际应用中，必须针对具体问题作适当的修正。

§16.9 二体问题在宇宙航行动力学中的应用

一、初始发射速度与人造地球卫星轨道大小的关系

假设在地面上发射一颗人造地球卫星所需的速度是 v_0，卫星在到达离地面高度 H 后成水平飞行而进入圆轨道，由活力公式可得

$$v_0^2=GE\left(\frac{2}{R}-\frac{1}{R+H}\right)$$

$$=\frac{2GE}{R}\left[1-\frac{R}{2(R+H)}\right]=v_2^2\left[1-\frac{R}{2(R+H)}\right]$$

其中 R 为地球平均半径，v_2 为第二宇宙速度，上式可改写为

$$v_0=v_2\sqrt{1-\frac{R}{2(R+H)}} \qquad (16.101)$$

上式表明，H 越大，v_0 也越大，当 $H\to\infty$ 时，$v_0\to v_2$。这就是说，发射卫星时的初始速度越大，它上升的高度就越高，卫星的轨道也就越大。

二、卫星进入轨道时，向径，速度与轨道根数之间的关系

如图 16.10 所示，若卫星在 t 时刻进入轨道，此时，它的向径和速度分别为 r，v，向径与速度正方向之间的夹角为 α。由此可利用二体问题的关系式求出此卫星的轨道根数。

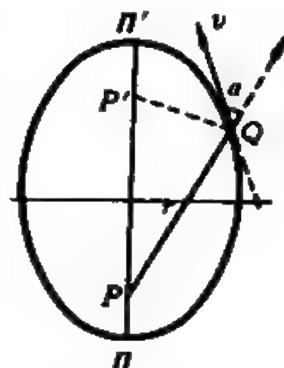


图 16.10 卫星进入轨道时的初值与轨道根数的关系

利用活力公式

$$v^2=GE\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right).$$

已知 r, v, 就可求出卫星的轨道半长径 a。

又由动量矩积分公式知

$$\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{v}=rv\sin\alpha=h$$

$$=\sqrt{\mu a(1-e^2)}. \quad (16.102)$$

已知 r，v，α，a，$\mu=GE$，由此可解出偏心率 e 和半通径 $p=a(1-e^2)$。将 r，p，e 代入轨道方程

$$r=\frac{p}{1+e\cos f}$$

即可求出 $\cos f$. 从图 16.10 可看出，当向径与速度正方向之间的夹角 $\alpha<90^\circ$ 时, $0^\circ<f<180^\circ$，而当 $\alpha>90^\circ$ 时，$180^\circ<f<360^\circ$。

故按照给定的 a 的大小和象限以及 $\cos f$ 的值就可定出真近点角 f 的大小和象限。利用公式

$$\operatorname{tg}\frac{E}{2}=\sqrt{\frac{1-e}{1+e}}\operatorname{tg}\frac{f}{2}$$

又可以完全确定偏近点角 E 的大小和象限。

将 E，e 代入开普勒方程

$$E-e\sin E=M$$

可求得平近点角 M，而

$$n=\sqrt{\mu}\,a^{-\frac{3}{2}}=\sqrt{GE}\,a^{-\frac{3}{2}} \tag{16.103}$$

因此由 $M=n(t-\tau)$ 可求出过近日点的时刻 τ 或 $M_0=-n\tau$。

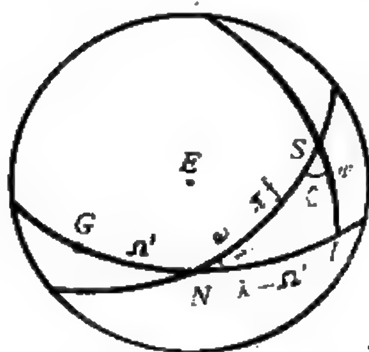


图 16.11　地心天球

为了求出另外三个轨道根数，可作地心天球(见图 16.11)，大圆 GND 为地球赤道面在天球上的投影，$N\Pi S$ 为卫星轨道在天球上的投影，G 为格林尼治子午圈与赤道面的交点，N 为卫星轨道穿过赤道的升交点，P 为北极，D 为卫星进入轨道处的子午圈 PSD 与赤道的交点。在人造卫星运动理论中把卫星在某时刻的地心向径与地面的交点称为此时刻卫星的星下点。图 16.11 中的 S 点即代表卫星在进入轨道时刻的星下点在天球上的投影，它也是此时刻的子午圈与卫星轨道的交点。由于人造卫星的运动速度比较快，可以通过连续几次的观测定出星下点的地理位置(λ, φ)和进入轨道时的子午圈与卫星轨道之间的夹角 θ。具体测定方法，可参阅有关的专门书籍①。

从图 16.11 可知，$\widehat{N\Pi}=\omega$，$\widehat{\Pi S}=f$，$\widehat{GN}=\Omega'$ (Ω' 为从格林尼治子午圈算起的升交点地理经度)，$\widehat{ND}=\lambda-\Omega'$，$\widehat{SD}=\varphi$，

① 可参阅刘林等编著《人造地球卫星运动理论》，科学出版社，1974 年。

$\angle SND=i$。于是，利用球面直角三角形 SND 可得下列关系：

$$\left.\begin{aligned}\cos i&=\cos\varphi\sin\theta\\ \cos\omega&=\frac{\sin\varphi}{\sin i}\\ \cos(\omega+f)&=\operatorname{ctg}\theta\operatorname{ctg}i\\ \sin(\lambda-\Omega')&=\sin(\omega+f)\sin\theta\\ \cos(\lambda-\Omega')&=\frac{\cos(\omega+f)}{\cos\varphi}\end{aligned}\right\}\tag{16.104}$$

由(16.104)式可解出 $i,\omega+f,\lambda-\Omega'$，从而得出另外两个轨道根数 i,ω，和 Ω'。从天文年历上可查出卫星进入轨道时刻的格林尼治恒星时 S_0，这样就可得到从春分点起算的轨道升交点经度 $\Omega=\Omega'+S_0$。

如果给出的已知量是卫星进入轨道时刻的地心赤道直角坐标 $\boldsymbol{r}(x,\ y,\ z)$ 和速度 $\dot{\boldsymbol{r}}(\dot{x},\ \dot{y},\ \dot{z})$，则也可以从二体问题的关系式推出所有的轨道根数，读者不难自行推导求解。

三、向大行星发射火箭的轨道设计

无论是发射人造卫星、行星际火箭或宇宙探测器等等都必须考虑节省燃料、节省时间以及克服各种偶然摄动因素等问题。因此，人造天体的轨道设计和飞行姿态等等都是宇宙航行动力学中极其重要的课题。在此，仅以二体问题为基础介绍一种发射行星际火箭的近似轨道设计方案——双切轨道。

以火星为例，来讨论向外行星发射火箭的轨道设计。假设从地面发射一枚火箭，使其运行轨道既与地球公转轨道相切又与火星公转轨道相切，亦即使火箭轨道在近日点处与地球轨道相切，在远日点处与火星轨道相切(见图 16.12)。

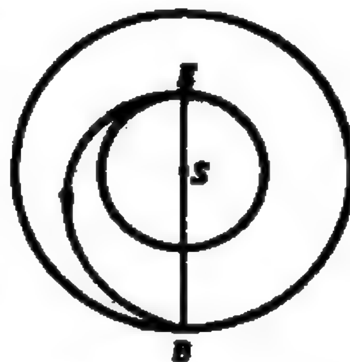


图 16.12　行星际火箭的双切轨道

这样的运行轨道可以使火箭在飞行过程中充分利用地球和火星的公转速度，以达到节省能源的目的。

在近似的情况下，可以认为地球和火星的轨道都是圆形，且都在黄道面上。以地球公转轨道半径为长度单位，火星公转轨道半径记为 $r_火$，则由图 16.12 可看出，火箭的轨道半长径为

$$a=\frac{1}{2}(1+r_火) \tag{16.105}$$

火箭在近日点 E 处的速度为

$$v^2=GM\left(2-\frac{1}{a}\right) \tag{16.106}$$

其中 M 为太阳质量。

地球的公转速度即为圆周运动速度 V_0，且有

$$V_0^2=GM \tag{16.107}$$

由于火箭轨道在 E 处与地球轨道相切，火箭运动方向与地球公转方向一致，且 $a>1$，$v>V_0$，则有

$$v'=v-V_0$$

v' 为火箭在 E 点处相对于地球的运动速度，此也可以近似视为火箭脱离地球引力作用范围时所需要的速度。

与第三宇宙速度的推导相类似，同样可得在地面上发射行星际火箭使其进入双切轨道而飞向火星所需要的速度为

$$v_火^2=v'^2+v_2^2$$

即

$$v_火=\sqrt{v'^2+v_2^2} \tag{16.108}$$

其中 v_2 为第二宇宙速度。

向其他外行星发射具有双切轨道的火箭所需的地面发射速度，也完全可仿照上述的讨论求出，仅需将(16.105)式中的 $r_火$ 换成相应其他外行星的轨道半径即可。

如果向内行星发射具有双切轨道的行星际火箭，则由于

$r_{内}<1$，火箭的轨道半长径 $a=\frac{1}{2}(1+r_{内})<1$，因此由(16.106)式和(16.107)式可知 $v<V_0$，必须取

$$v''=V_0-v$$

而所需的相应地面发射速度仍为

$$v_{内}=\sqrt{v''^2+v_2^2}\,. \tag{16.109}$$

将各大行星的轨道半长径值依次代入(16.109)式或(16.108)式就可逐一计算出具有双切轨道的行星际火箭到达各大行星所需要的地面发射速度。

第十七章　N 体问题

N 个($N\geqslant2$)质点在相互之间万有引力作用下的动力学问题称为 N 体问题。在天体力学中，N 体问题有着很重要的实际意义，因为太阳系、星团、星系乃至总星系都可以看作各种大小不等的 N 体系统，如果将行星，恒星都视为质点，且仅考虑它们之间的引力作用，则太阳系动力学，星团动力学，星系动力学等等的主要内容也就是讨论引力 N 体问题。因此，深入研究和解决 N 体问题是天体力学中的一个极为重要的任务。

迄今为止，只有二体问题已被彻底解决和广泛应用，三体以上的 N 体问题还远远没有解决，只能通过一些近似的方法来求解以及对一些特殊问题作定性的研究。本章主要介绍 N 体问题的基本方程和限制性三体问题的特解和定性结果。

§17.1　N 体系统的力函数

一、力函数和势函数

设有 N 个可视为质点的天体 $P_1, P_2, \cdots, P_n$，它们的质量分别为 $m_1, m_2, \cdots, m_n$，它们在空间惯性坐标系，$O\text{-}\xi\eta\zeta$ 中的坐标分别记为(ξ_1, η_1, ζ_1)，(ξ_2, η_2, ζ_2)，$\cdots(\xi_n, \eta_n, \zeta_n)$(见图 17.1)。任意两天体 P_i 和 P_j 之间的距离 Δ_{ij} 可表为

$$\Delta_{ij}=\sqrt{(\xi_i-\xi_j)^2+(\eta_i-\eta_j)^2+(\zeta_i-\zeta_j)^2} \tag{17.1}$$

P_j 对 P_i 的吸引力为

$$\boldsymbol{F}_{ij}=G\frac{m_i m_j}{\Delta_{ij}^2}\cdot\frac{\boldsymbol{\Delta}_{ij}}{\Delta_{ij}}. \tag{17.2}$$

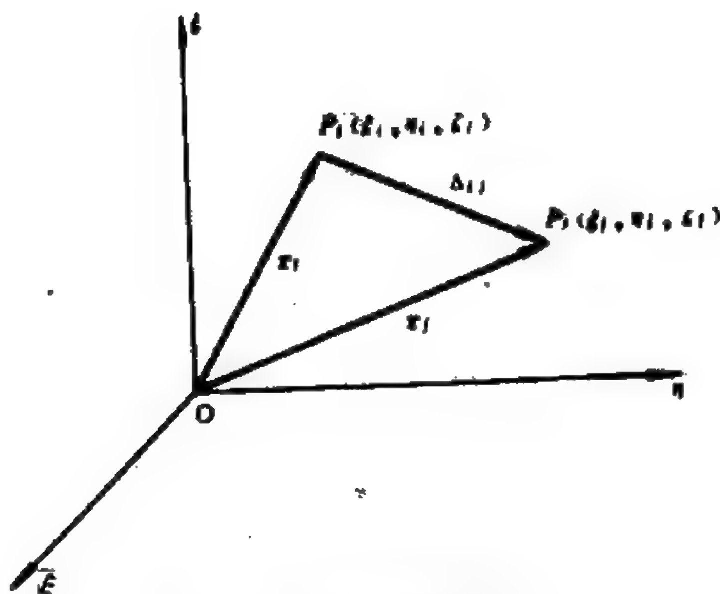


图 17.1　N 体问题的力函数

Δ_{ij} 的方向定义为从 P_i 到 P_j，它在 O-$\xi\eta\zeta$ 系的三个坐标轴上的分量分别为

$$-\frac{\xi_i-\xi_j}{\Delta_{ij}},\quad -\frac{\eta_i-\eta_j}{\Delta_{ij}},\quad -\frac{\zeta_i-\zeta_j}{\Delta_{ij}}.$$

或记为

$$-\frac{\partial\Delta_{ij}}{\partial\xi_i},\quad -\frac{\partial\Delta_{ij}}{\partial\eta_i},\quad -\frac{\partial\Delta_{ij}}{\partial\zeta_i}.$$

因此，(17.2)式可写成分量的形式

$$\left.\begin{aligned}(\boldsymbol{F}_{ij})_x&=-Gm_im_j\frac{\xi_i-\xi_j}{\Delta_{ij}^3}=Gm_im_j\frac{\partial}{\partial\xi_i}\left(\frac{1}{\Delta_{ij}}\right),\\(\boldsymbol{F}_{ij})_y&=-Gm_im_j\frac{\eta_i-\eta_j}{\Delta_{ij}^3}=Gm_im_j\frac{\partial}{\partial\eta_i}\left(\frac{1}{\Delta_{ij}}\right),\\(\boldsymbol{F}_{ij})_z&=-Gm_im_j\frac{\zeta_i-\zeta_j}{\Delta_{ij}^3}=Gm_im_j\frac{\partial}{\partial\zeta_i}\left(\frac{1}{\Delta_{ij}}\right).\end{aligned}\right\}(i\neq j)\tag{17.3}$$

由此可得天体 P_i 受其他 $N-1$ 个天体的吸引力为

$$
\left.\begin{aligned}
(\boldsymbol{F}_i)_x &= Gm_i\frac{\partial}{\partial\xi_i}\left(\sum_{j=1}^{n}\frac{m_j}{\Delta_{ij}}\right),\\
(\boldsymbol{F}_i)_y &= Gm_i\frac{\partial}{\partial\eta_i}\left(\sum_{j=1}^{n}\frac{m_j}{\Delta_{ij}}\right),\\
(\boldsymbol{F}_i)_z &= Gm_i\frac{\partial}{\partial\zeta_i}\left(\sum_{j=1}^{n}\frac{m_j}{\Delta_{ij}}\right).
\end{aligned}\right\}(i\neq j)
$$

根据牛顿第二运动定律，第 i 个天体 P_i 的运动方程为

$$
\left.\begin{aligned}
m_i\ddot{\xi}_i &= Gm_i\frac{\partial}{\partial\xi_i}\left(\sum_{j=1}^{n}\frac{m_j}{\Delta_{ij}}\right),\\
m_i\ddot{\eta}_i &= Gm_i\frac{\partial}{\partial\eta_i}\left(\sum_{j=1}^{n}\frac{m_j}{\Delta_{ij}}\right),\\
m_i\ddot{\zeta}_i &= Gm_i\frac{\partial}{\partial\zeta_i}\left(\sum_{j=1}^{n}\frac{m_j}{\Delta_{ij}}\right).
\end{aligned}\right\}(i\neq j) \tag{17.4}
$$

对于 N 体系统中的其他任意天体也可给出类似于(17.4)的方程组形式，只是方程右端的内容不同。为了使 N 体系统中任一天体的运动方程都可用统一形式表示，引入函数

$$
\begin{aligned}
U &= G\sum_{\substack{i=1\\(i\neq j)}}^{n}\sum_{j=1}^{n}\frac{1}{2}\left(\frac{m_i m_j}{\Delta_{ij}}\right)=G\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=i+1}^{n}\left(\frac{m_i m_j}{\Delta_{ij}}\right)\\
&= G\left\{\frac{m_1m_2}{\Delta_{12}}+\frac{m_1m_3}{\Delta_{13}}+\cdots+\frac{m_1m_n}{\Delta_{1n}}\right.\\
&\quad+\frac{m_2m_3}{\Delta_{23}}+\frac{m_2m_4}{\Delta_{24}}+\cdots+\frac{m_2m_n}{\Delta_{2n}}\\
&\quad\left.+\cdots+\frac{m_{n-1}m_n}{\Delta_{n-1\,n}}\right\}
\end{aligned} \tag{17.5}
$$

函数 U 仅为坐标$(\xi_i,\ \eta_i,\ \zeta_i)$的函数，它对第 i 个天体的坐标$(\xi_i,\ \eta_i,\ \zeta_i)$求偏导数后仅出现包含 m_i 的项，由此运动方程(17.5)式可改写为

$$
\left.\begin{aligned}
m_i\ddot{\xi}_i&=\frac{\partial U}{\partial \xi_i},\\
m_i\ddot{\eta}_i&=\frac{\partial U}{\partial \eta_i},\\
m_i\ddot{\zeta}_i&=\frac{\partial U}{\partial \zeta_i}.
\end{aligned}\right\}\quad (i=1,\ 2,\ 3,\ \cdots n) \tag{17.6}
$$

显然，由于函数 U 的引入，使任一天体的运动方程都可列为统一的形式。函数 U 称为 N 体系统的力函数，它表征了整个 N 体引力系统的力学性质且具有以下特点：

(1) 力函数是标量，它仅是质点间距离的函数，与运动坐标系的选择无关；

(2) 力函数对一质点的某一坐标分量的偏导数是该质点所受引力在此坐标轴上的分量；

(3) 力函数是整个 N 体系统势能的反号。

(4) 力函数的引入简化了 N 体问题的数学处理。对于任一 N 体系统，只要找出其力函数就可得出作用于此系统各质点的引力在各坐标轴上的分量，从而很容易地列出系统的运动方程。

如果在第 i 个天体 P_i 的位置处放置一个单位质量的质点 P，则 P 受其他 $n-1$ 个天体引力所产生的力函数为

$$
V=G\sum_{j=1}^{n}\frac{m_j}{\Delta_{ij}}\quad (i\neq j) \tag{17.7}
$$

V 称为势函数(或位函数)，它表征了引力场在该点的性质，在 N 体系统产生的引力场中，任何一个位置都有势存在。势函数与力函数相似也是标量，仅与距离有关而与坐标系的选择无关；势函数对坐标的偏导数为引力加速度在该坐标轴上的分量；势函数是单位质量的质点所具有的势能的反号。在许多实际问题中，只要是守恒力系就可以通过寻找系统的力函数或势函数，进而得出系统的运动方程。这就使矢量运算变成标量运算。大大地简化了所

讨论的问题。

二、球对称天体对外面一质点的吸引

如果 N 个天体都可视为质点，它们之间的相互作用可以直接应用牛顿万有引力定律来描述。但是，所有的实际天体都不是质点，它们具有一定的大小和形状，在这样的情况下，是否可以用万有引力定律来讨论天体间的相互吸引呢？下面就来讨论这个问题。

假设天体为一个密度球对称分布的球体，它对外面一质点的吸引所产生的势函数如何表示呢？为此将此球形天体分成无限多个同心球壳，这些球壳的中心为天体的质量中心。由于密度呈球对称分布，因此每一层球壳的质量都可认为是均匀分布的。先讨论每一球壳对外面的吸引，而整个天体对外面一质点的吸引可看成为各个球壳对该点吸引的总和。

1．均匀球壳对外面一质点的吸引

如图 17.2 所示，O 为均匀球壳的中心，P 为球壳外的任意质点。设球壳的半径为 a，密度为 σ。为讨论方便起见，把整个球壳分割为无数个宽度为无限小的圆环。其环面垂直于 OP，D 为环的中心，环上任一点 A 与 OP 之间的夹角为 θ，圆环宽度对应的球心角为 $d\theta$。

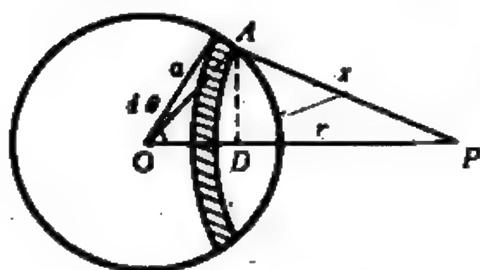


图 17.2 均匀球壳对外面一质点的吸引

令 $OP=r$，$PA=x$，则在$\triangle OAP$ 中应用余弦公式可得

$$x^2=a^2+r^2-2ar\cos\theta; \qquad (17.8)$$

整个圆环的质量为 $2\pi a^2\sigma\sin\theta\, d\theta$，根据势函数的定义，圆环对 P 点吸引产生的势函数可表为

$$dV=\frac{G\cdot 2\pi a^2\sigma\sin\theta d\theta}{x} \tag{17.9}$$

将(17.8)式两边求微分可得

$$xdx=ar\sin\theta d\theta$$

以此代入(17.9)式即得

$$dV=G\cdot\frac{2\pi a\sigma x dx}{rx}=G\cdot\frac{2\pi a\sigma dx}{r} \tag{17.10}$$

由图 17.2 知，x 值的变化范围为 $r-a\leqslant x\leqslant r+a$，将 (17.10) 式两边积分即可得整个球壳对 P 点吸引产生的势函数为

$$V=G\cdot\frac{4\pi a^2\sigma}{r}$$

一个密度均匀分布的球壳总质量 $M=4\pi a^2\sigma$。故上式可改为

$$V=\frac{GM}{r} \tag{17.11}$$

这就证明：均匀球壳对外面一质点吸引产生的势函数等于整个球壳质量集中于球心时对该点吸引产生的势函数。因此一个均匀球壳可以视为放于球壳中心，质量等于球壳质量的一个质点。

2. 具有球对称密度分布的天体对外面一质点的吸引

设天体可视为由无数个各层密度均匀分布的同心球壳组成。由上面的讨论可知，在距球心 x 处的均匀球壳层对球外距球心 r 处的一质点 P 的吸引所产生的势函数可记为

$$dV=\frac{G4\pi x^2\sigma(x)dx}{r}$$

其中 $\sigma(x)$ 为球体密度，它是球心距离的函数，对每一同心球壳而言它为常数。故整个天体对 P 点吸引的势函数为

$$\begin{aligned}V&=\int_0^a\frac{G\cdot 4\pi x^2\sigma(x)}{r}dx\\&=\frac{G}{r}\int_0^a 4\pi x^2\sigma(x)dx\end{aligned} \tag{17.12}$$

事实上，整个球体的总质量 $M=\int_0^a 4\pi x^2\sigma(x)dx$，一旦 $\sigma(x)$的函数形式给出就可以积分积出，以 M 代入上式得

$$V=\frac{GM}{r}.$$

此又证明：一个具有球对称密度分布的天体对外面一质点的吸引也可看成一个位于球体中心，质量等于球体质量的质点对该点的吸引。也就是说，具有球对称密度分布的天体可视为质点。

在太阳系中，很多天体都可以近似看作具有球对称密度分布。上述结论使得在很多情况下可以用质点间的牛顿万有引力定律直接讨论太阳系天体之间的相互吸引作用。当然，天体视为球体只是一种最粗略的近似，在讨论许多天体的运动，特别是讨论人造天体的运动时，往往取旋转椭球体或三轴椭球体作为行星或地球形状的近似形式，这样，情况就要复杂得多。

§17.2 地球对外面一质点的吸引

在近似讨论中，可以把地球当作球形刚体而视为质点来处理。但实际上地球的形状很接近于旋转椭球体，它的质量分布对称于三个相互垂直的平面，其中之一很接近于地球赤道面。因此，在严格的讨论中，特别是在讨论地球对较近的天体，如月球，人造地球卫星等的吸引问题以及地球自转运动等问题时，不能把地球当作质点看待，而必须考虑它的形状，大小和密度分布。本节主要讨论将地球视为旋转椭球体时，它对外面一质点的吸引。

为简化起见，取地球质量中心 O 为原点，以三个对称面的交线即地球中心惯性主轴为 X,Y,Z 轴，XY 平面接近于地球赤道面，Z 轴接近于北极方向，X,Y,Z 轴成右手正交系，这样的坐标系

是固定在地球上的。设 A，B，C 为相对于三个坐标轴的转动惯量：

$$\left.\begin{aligned}A&=\iiint(y^2+z^2)dm,\\B&=\iiint(z^2+x^2)dm,\\C&=\iiint(x^2+y^2)dm.\end{aligned}\right\}\tag{17.13}$$

其中 $dm=\sigma dx\,dy\,dz$，σ 为密度函数。故惯量椭球面方程为

$$Ax^2+By^2+Cz^2=1.$$

由于设地球为旋转椭球体，因此 $A=B$，上式简化为

$$A(x^2+y^2)+Cz^2=1.$$

又由于对称性，应有

$$\iiint x^l y^g z^h\,dm=0.\ (l,g,h\text{ 中有一个是奇数})\tag{17.14}$$

设 l 为奇数，由于是对整个体积积分，当 x 换为 $-x$ 时，积分值正好反号，上式的值为零。因此，被积函数只要有 x，y，z 的任一奇次幂，体积积分都为零，且下列关系式成立：

$$\iiint x\,dm=\iiint y\,dm=\iiint z\,dm=0;\tag{17.15}$$

$$\iiint yz\,dm=\iiint zx\,dm=\iiint xy\,dm=0;\tag{17.16}$$

$$\left.\begin{aligned}&\iiint x^3dm=\iiint x^2y\,dm=\iiint x^2z\,dm=0,\\&\iiint y^3dm=\iiint y^2x\,dm=\iiint y^2z\,dm=0,\\&\iiint z^3dm=\iiint z^2x\,dm=\iiint z^2y\,dm=0.\end{aligned}\right\}\tag{17.17}$$

设 Q 为另一可视为质点的天体(见图 17.3)。P 为地球内部任一点元，其质量为 dm，并令

$$OQ=\rho,\quad OP=r,\quad PQ=\Delta.$$

P 点在中心惯性主轴坐标系 $O\text{-}XYZ$ 系中的坐标为(x,y,z)，OQ 在此坐标系中的方向余弦为$(l,\ m,\ n)$。再取另一坐标系统，以 O 为原点，OQ为ξ轴，η，ζ 轴在垂直于ξ轴的平面上并与其成右手正交系。若P点在 $O\text{-}\xi\eta\zeta$ 系中的坐标为$(\xi,\ \eta,\ \zeta)$，则在$\triangle OPQ$内按余弦公式和ξ轴的定义得

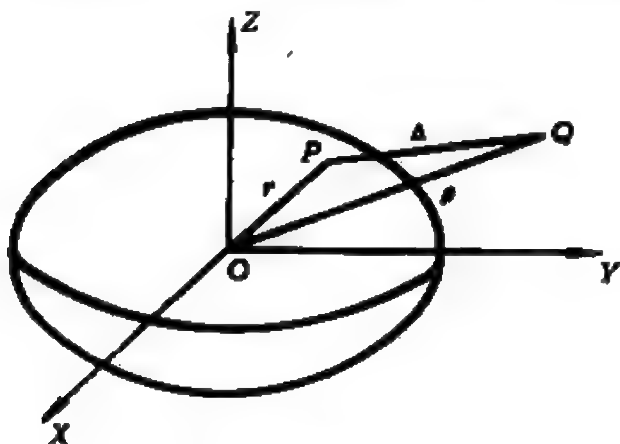


图 17.3 旋转椭球形的地球对外面一天体的吸引

$$\Delta^2=\rho^2+r^2-2\rho r\cos\theta=\rho^2+r^2-2\rho\xi \qquad (17.18)$$

根据力函数的定义，地球对天体Q吸引所产生的力函数为

$$U=GM\iiint\frac{dm}{\Delta}. \qquad (17.19)$$

其中 M 为天体 Q 的质量。

在一般情况下，主要考虑地球与日，月之间的吸引，而日地距离和日月距离都远远大于地球半径，因此，

$$\Delta^2=\rho^2\left(1-\frac{2\xi\rho-r^2}{\rho^2}\right),$$

或

$$\frac{1}{\Delta}=\frac{1}{\rho}\left(1-\frac{2\xi\rho-r^2}{\rho^2}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

其中 $\frac{r}{\rho}$，$\frac{\xi}{\rho}$ 都是小量，故上式可按二项式定理展开得

$$\frac{1}{\Delta}=\frac{1}{\rho}\left[1+\frac{\xi}{\rho}+\frac{3\xi^2-r^2}{2\rho^2}+\frac{5\xi^2-3\xi r^2}{2\rho^3}+\frac{35\xi^4-30\xi^2r^2+3r^4}{8\rho^4}+\cdots\right]. \qquad (17.20)$$

以此代入(17.19)式。因为ρ与体积分无关，故力函数 U 的表达式可整理为

$$U=GM\left[I_0+\frac{I_1}{\rho}+\frac{I_2}{2\rho^2}+\frac{I_3}{2\rho^3}+\frac{I_4}{8\rho^4}+\cdots\right]. \tag{17.21}$$

上式中

$$I_0=\iiint dm=E\text{（地球质量）}. \tag{17.22}$$

$$I_1=\iiint \xi dm.$$

OQ 在 $O\text{-}XYZ$ 系内的方向余弦为(l,m,n),按ξ轴的定义知 $\xi=lx+my+nz$ 代入上式,利用(17.15)式且 l,m,n 与积分无关,因此

$$I_1=\iiint(lx+my+nz)dm=0. \tag{17.23}$$

$$\begin{aligned}
I_2&=\iiint(3\xi^2-r^2)dm\\
&=\iiint[3(r^2-\eta^2-\zeta^2)-r^2]dm\\
&=\iiint[2r^2-3(\eta^2+\zeta^2)]dm\\
&=\iiint(y^2+z^2)dm+\iiint(z^2+x^2)dm\\
&\quad+\iiint(x^2+y^2)dm-3\iiint(\eta^2+\zeta^2)dm.\\
&=A+B+C-3I.
\end{aligned} \tag{17.24}$$

其中 I 为地球相对于 OQ 轴的转动惯量。

$$\begin{aligned}
I_3&=\iiint(5\xi^3-3\xi r^2)dm\\
&=\iiint[5(lx+my+nz)^3\\
&\quad-3(lx+my+nz)(x^2+y^2+z^2)]dm.
\end{aligned}$$

将上式中的括号展开后,每一项都为 x,y,z 的三次式,按(17.17)

式知各项积分为零，故

$$I_3=0 \tag{17.25}$$

在通常情况下，只需精确到 $\frac{r}{\rho}$ 或 $\frac{\xi}{\rho}$ 的三次幂就符合精度要求了，故 I_4 以上的项就不需再展开。将(17.22)式，(17.23)式，(17.24)式和(17.25)式代入力函数展开式(17.21)得

$$U=GM\left(\frac{E}{\rho}+\frac{A+B+C-3I}{2\rho^3}\right). \tag{17.26}$$

为使力函数 U 的含义更明确，还需对转动惯量 I 进行分析，利用方向余弦的性质 $l^2+m^2+n^2=1$，可得

$$\begin{aligned}I&=\iiint(\eta^2+\zeta^2)dm=\iiint(r^2-\xi^2)dm\\&=\iiint[(l^2+m^2+n^2)(x^2+y^2+z^2)-(lx+my+nz)^2]dm\\&=\iiint[l^2(y^2+z^2)+m^2(x^2+z^2)+n^2(x^2+y^2)-2lmxy\\&\quad-2mnyz-2lnxz]dm.\end{aligned}$$

按(17.16)式，上式中后三项积分为零，因此

$$\begin{aligned}I&=\iiint l^2(y^2+z^2)dm+\iiint m^2(x^2+z^2)dm\\&\quad+\iiint n^2(x^2+y^2)dm\\&=l^2A+m^2B+n^2C\\&=A-(A-B)m^2+(C-A)n^2.\end{aligned} \tag{17.27}$$

假设天体 Q 在 $O\text{-}XYZ$ 系内的坐标为 x,y,z，则 $m=\frac{y}{\rho}$，$n=\frac{z}{\rho}$。最终地球对天体 Q 吸引所产生的力函数可近似表为

$$U=GM\left(\frac{E}{\rho}+\frac{B+C-2A}{2\rho^3}+\frac{3(A-B)y^2-3(C-A)z^2}{2\rho^5}\right). \tag{17.28}$$

由此可见，地球为旋转椭球体时对外面天体吸引产生的力函数与地球的形状，密度分布等有关，仅在第一次近似(即取第一项)时才可将地球视为质点。按(17.28)式地球对外面任一天体吸引的力函数都有相同的形式，如果 Q 为月球，则(17.28)式中的 M，ρ，(x, y, z) 分别表示月球的质量，月地距离以及月球的地心坐标。若 Q 为太阳，则可换以相应的太阳的量。在同时考虑日，月的吸引时，按力函数标量叠加的性质，(17.28)式应写成相应的日，月项的和。

§17.3 N 体问题的积分

§17.1 中，已经给出 N 体问题的运动方程为

$$\left.\begin{aligned} m_i\ddot{\xi}_i &= Gm_i\frac{\partial}{\partial\xi_i}\left(\sum_{j=1}^{n}\frac{m_j}{\Delta_{ij}}\right)=\frac{\partial U}{\partial\xi_i}, \\ m_i\ddot{\eta}_i &= Gm_i\frac{\partial}{\partial\eta_i}\left(\sum_{j=1}^{n}\frac{m_j}{\Delta_{ij}}\right)=\frac{\partial U}{\partial\eta_i}, \\ m_i\ddot{\zeta}_i &= Gm_i\frac{\partial}{\partial\zeta_i}\left(\sum_{j=1}^{n}\frac{m_j}{\Delta_{ij}}\right)=\frac{\partial U}{\partial\zeta_i}. \end{aligned}\right\} \begin{matrix}(i=1,\ 2,\ \cdots,\ n)\\ (i\neq j)\end{matrix} \tag{17.29}$$

其中力函数 U 为

$$U=G\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=i+1}^{n}\left(\frac{m_im_j}{\Delta_{ij}}\right). \tag{17.30}$$

$$\Delta_{ij}=\sqrt{(\xi_i-\xi_j)^2+(\eta_i-\eta_j)^2+(\zeta_i-\zeta_j)^2}. \tag{17.31}$$

(17.29)式为 $3n$ 个二阶微分方程组,它的完全解应为 $6n$ 个独立的积分。由数学分析知识可知，所谓 N 体问题微分方程的一个积分是指包含 N 体的坐标、坐标的导数甚至时间变量的一种函数关系式，这种函数关系在任意时刻都满足 N 体问题的微分方程组并仅依赖于一个任意参数，因此，如果已知微分方程组的一个积分，

则方程组至少可降低一阶。由于 N 体问题仅考虑 N 体相互之间的吸引力，而不考虑任何外力作用，因此是一个守恒力系。根据力学的知识，N 体系统也应满足动量守恒，动量矩守恒和能量守恒原理，且其质心应作匀速直线运动。

一、动量积分和质量中心运动定理

根据§17.1的讨论，利用(17.30)式和(17.31)式可将运动方程组(17.29)式改写为

$$\left.\begin{aligned} m_i\ddot{\xi}_i &= -G\sum_{j=1}^{n}\frac{m_i m_j}{\Delta_{ij}^3}(\xi_i-\xi_j),\\ m_i\ddot{\eta}_i &= -G\sum_{j=1}^{n}\frac{m_i m_j}{\Delta_{ij}^3}(\eta_i-\eta_j),\\ m_i\ddot{\zeta}_i &= -G\sum_{j=1}^{n}\frac{m_i m_j}{\Delta_{ij}^3}(\zeta_i-\zeta_j).\end{aligned}\right\}\begin{matrix}(i=1,2,\cdots,\ n)\\(i\neq j)\end{matrix} \qquad (17.32)$$

上式对 N 体系统中任一天体皆成立。若将上式对 i 求和可得

$$\sum_{i=1}^{n} m_i\ddot{\xi}_i = -G\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n}\frac{m_i m_j}{\Delta_{ij}^3}(\xi_i-\xi_j).\quad (i\neq j)$$

η_i, ζ_i 也有与此类似的形式。上式 i, j 都是从1到 n 求和，因此，右端任一项都有另一项与其大小相等，符号相反而相互抵消，使满足

同理

$$\left.\begin{aligned} \sum_{i=1}^{n} m_i\ddot{\xi}_i &= 0,\\ \sum_{i=1}^{n} m_i\ddot{\eta}_i &= 0,\\ \sum_{i=1}^{n} m_i\ddot{\zeta}_i &= 0.\end{aligned}\right\} \qquad (17.33)$$

上式对时间 t 积分一次得

$$\sum_{i=1}^{n} m_i\dot{\xi}_i=a_1,\quad \sum_{i=1}^{n} m_i\dot{\eta}_i=b_1,\quad \sum_{i=1}^{n} m_i\dot{\zeta}_i=c_1. \tag{17.34}$$

式中 a_1，b_1，c_1 皆为常数，上式称为 N 体系统的动量积分即动量守恒关系。

(17.34)式再对 t 积分一次得

$$\left.\begin{aligned}\sum_{i=1}^{n} m_i\xi_i&=a_1t+a_2,\\ \sum_{i=1}^{n} m_i\eta_i&=b_1t+b_2,\\ \sum_{i=1}^{n} m_i\zeta_i&=c_1t+c_2.\end{aligned}\right\} \tag{17.35}$$

其中 a_2，b_2，c_2 为另外三个独立的积分常数。

设 N 体系统的质心在惯性坐标系 $O\text{-}\xi\eta\zeta$ 中的坐标为(ξ，η，ζ)，N 体的总质量 $M=\sum_{i=1}^{n} m_i$，则按质心定义有

$$M\xi=\sum_{i=1}^{n} m_i\xi_i,\quad M\eta=\sum_{i=1}^{n} m_i\eta_i,\quad M\zeta=\sum_{i=1}^{n} m_i\zeta_i$$

以此代入(17.35)式得

$$M\xi=a_1t+a_2,\quad M\eta=b_1t+b_2,\quad M\zeta=c_1t+c_2. \tag{17.36}$$

(17.36)式即为质量中心运动积分。它表明 N 体系统在引力作用下，其质量中心作匀速直线运动。

二、动量矩积分

如果将运动方程组(17.32)式的第二式乘以 ξ_i，第一式乘以 η_i，再两式相减可得

$$\begin{aligned}&m_i(\xi_i\ddot{\eta}_i-\eta_i\ddot{\xi}_i)\\ &\quad=Gm_i\sum_{j=1}^{n}\left[\frac{m_j\eta_i(\xi_i-\xi_j)}{\Delta_{ij}^3}-\frac{m_j\xi_i(\eta_i-\eta_j)}{\Delta_{ij}^3}\right]\end{aligned}$$

上式对所有的 i 求和得

$$\sum_{i=1}^{n} m_i(\xi_i \ddot{\eta}_i - \eta_i \ddot{\xi}_i) = G\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n} \frac{m_i m_j}{\Delta_{ij}^3}(\xi_i \eta_j - \eta_i \xi_j)$$

显然，由于 i, j 都是从 1 到 n 求和，上式右端的每一项也必有一个对应项与其相抵消，因此

同理可得

$$\left.\begin{aligned}
&\sum_{i=1}^{n} m_i(\xi_i \ddot{\eta}_i - \eta_i \ddot{\xi}_i) = 0, \\
&\sum_{i=1}^{n} m_i(\eta_i \ddot{\zeta}_i - \zeta_i \ddot{\eta}_i) = 0, \\
&\sum_{i=1}^{n} m_i(\zeta_i \ddot{\xi}_i - \xi_i \ddot{\zeta}_i) = 0.
\end{aligned}\right\}$$

将上面三式对时间 t 积分一次得

$$\left.\begin{aligned}
&\sum_{i=1}^{n} m_i(\xi_i \dot{\eta}_i - \eta_i \dot{\xi}_i) = d_1, \\
&\sum_{i=1}^{n} m_i(\eta_i \dot{\zeta}_i - \zeta_i \dot{\eta}_i) = d_2, \\
&\sum_{i=1}^{n} m_i(\zeta_i \dot{\xi}_i - \xi_i \dot{\zeta}_i) = d_3.
\end{aligned}\right\} \tag{17.37}$$

d_1, d_2, d_3 分别为三个独立的积分常数。(17.37)式可写成矢量的形式

$$\sum_{i=1}^{n} m_i(\boldsymbol{r}_i \times \boldsymbol{v}_i) = \boldsymbol{h}. \tag{17.38}$$

(17.37)式或(17.38)式称为 N 体问题的总动量矩积分，(17.38)式中的 $\boldsymbol{v}(\dot{\xi}_i, \dot{\eta}_i, \dot{\zeta}_i)$表示任意第 i 个天体的速度，$\boldsymbol{h}(d_1, d_2, d_3)$表示 N 体系统的总动量矩矢量，$\boldsymbol{h}$ 是一个常矢量，它的分量为积分常数 d_1, d_2, d_3。

三、能量积分

将运动方程组(17.32)式中的三个方程依次乘以 $\dot{\xi}_i$, $\dot{\eta}_i$, $\dot{\zeta}_i$, 然后再相加并对 i 求和后可得

$$\sum_{i=1}^{n}[m_i(\ddot{\xi}_i\dot{\xi}_i+\ddot{\eta}_i\dot{\eta}_i+\ddot{\zeta}_i\dot{\zeta}_i)]$$

$$=\sum_{i=1}^{n}\left(\dot{\xi}_i\frac{\partial U}{\partial \xi_i}+\dot{\eta}_i\frac{\partial U}{\partial \eta_i}+\dot{\zeta}_i\frac{\partial U}{\partial \zeta_i}\right).$$

按力函数的定义，U 仅为坐标的函数，故上式可写为

$$\frac{1}{2}\frac{d}{dt}\sum_{i=1}^{n}m_i(\dot{\xi}_i^2+\dot{\eta}_i^2+\dot{\zeta}_i^2)=\frac{dU}{dt}.$$

上式两边对 t 积分可得

$$\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n}m_i(\dot{\xi}_i^2+\dot{\eta}_i^2+\dot{\zeta}_i^2)=U+E. \tag{17.39}$$

而 N 体系统的总动能 $T=\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n}m_i(\dot{\xi}_i^2+\dot{\eta}_i^2+\dot{\zeta}_i^2)$，故可将上式记为

$$T-U=E. \tag{17.40}$$

力函数 U 是系统总势能的反号，故上式为系统的总能量积分，E 为积分常数，又称为能量积分常数。

综上所述，已得到了 N 体问题的十个积分，它们包含有十个相互独立的积分常数(a_1, b_1, c_1, a_2, b_2, c_2, d_1, d_2, d_3, E)。这些积分都是通过对时间 t 的一次积分而得到的，往往称这十个积分为 N 体问题的十个首次积分或初积分。

法国数学家庞加莱(J. H. Poincaré)早已证明：N 体系统除上述十个初积分外，没有其他单值解析积分。由于十个积分的存在，可使 N 体问题由 $6n$ 阶方程组降为 $6n-10$ 阶。当 $N=2$ 时，方程组可降至二阶。由上一章可知，二体问题的运动方程完全可积，已经求出全部的解。但对于 $N>2$ 时的任何 N 体问题都未能严格解出，而只能近似求解。长期以来，寻求 N 体问题的新积分，探讨各种有效的近似解法等等一直是天体力学中的相当重要而困难的课题。

§17.4 用直角坐标表示的摄动运动方程

前面几节已经得出了 N 体问题在空间惯性坐标系中的运动方程和它的十个初积分。但是，在实际问题中经常采用相对坐标系来讨论，例如，在太阳系中行星都是围绕着太阳运动，对于由大行星和太阳组成的 N 体问题最好是采用以太阳为原点的相对坐标系，下面就来推出在以太阳为原点的相对直角坐标系中的 N 体运动方程。

设太阳 P_0 和其他 $n-1$ 个天体 $P_i(i=1,2,\cdots,n-1)$ 组成 n 体系统，它们的质量分别为 m_0, m_1, m_2, $\cdots$, m_{n-1}，它们在空间惯性直角坐标系 $O\text{-}\xi\eta\zeta$ 系中的坐标分别为 (ξ_0, η_0, ζ_0)，(ξ_1, η_1, ζ_1)，$\cdots(\xi_i, \eta_i, \zeta_i)$，$\cdots(\xi_{n-1}, \eta_{n-1}, \zeta_{n-1})$。在 §17.1 中已列出在此坐标系中任一天体 P_i 的运动方程(17.6)式。现在将坐标原点平移到太阳 P_0 上，建立以太阳为原点，坐标轴平行于 $O\text{-}\xi\eta\zeta$ 系的相对直角坐标系 $P_0\text{-}xyz$（见图 17.4），则太阳和其他 $n-1$ 个天体在此坐标系内的坐标为 (x_0, y_0, z_0)，(x_i, y_i, z_i)，$(i=1, 2,\cdots, n-1)$，且 $x_0=y_0=z_0=0$。

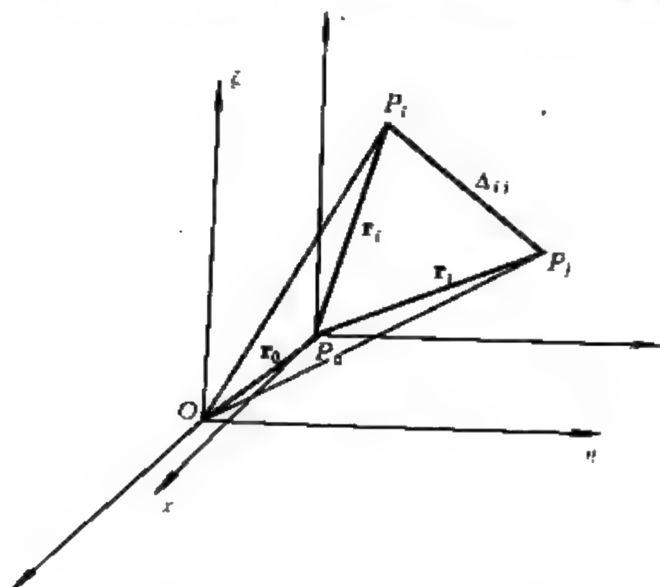


图 17.4　相对直角坐标系中的运动方程

新旧坐标之间具有关系式

$$\xi_i=\xi_0+x_i,\qquad \eta_i=\eta_0+y_i,\qquad \zeta_i=\zeta_0+z_i. \tag{17.41}$$

$$\xi_i-\xi_j=x_i-x_j,\ \eta_i-\eta_j=y_i-y_j,\ \zeta_i-\zeta_j=z_i-z_j. \tag{17.42}$$

因此

$$\left.\begin{aligned}&\Delta_{ij}=\sqrt{(x_i-x_j)^2+(y_i-y_j)^2+(z_i-z_j)^2},\\&\Delta_{0i}=\sqrt{x_i^2+y_i^2+z_i^2},\\&\frac{\partial U}{\partial\xi_i}=\frac{\partial U}{\partial x_i},\ \frac{\partial U}{\partial\eta_i}=\frac{\partial U}{\partial y_i},\ \frac{\partial U}{\partial\zeta_i}=\frac{\partial U}{\partial z_i}.\end{aligned}\right\}\begin{aligned}&(i=1,2,\cdots n-1)\\&(i\neq j)\end{aligned} \tag{17.43}$$

令

$$r_i=\Delta_{0i}=\sqrt{x_i^2+y_i^2+z_i^2},$$
$$r_j=\Delta_{0j}=\sqrt{x_j^2+y_j^2+z_j^2}.$$

太阳 P_0 在 $O-\xi\eta\zeta$ 系中的运动方程(消去质量 m_0)为

$$\left.\begin{aligned}\ddot{\xi}_0=G\sum_{j=1}^{n-1}\frac{m_jx_j}{r_j^3}=G\frac{m_ix_i}{r_i^3}+G\sum_{\substack{j=1\\j\neq i}}^{n-1}\frac{m_jx_j}{r_j^3},\\\ddot{\eta}_0=G\sum_{j=1}^{n-1}\frac{m_jy_j}{r_j^3}=G\frac{m_iy_i}{r_i^3}+G\sum_{\substack{j=1\\j\neq i}}^{n-1}\frac{m_jy_j}{r_j^3},\\\ddot{\zeta}_0=G\sum_{j=1}^{n-1}\frac{m_jz_j}{r_j^3}=G\frac{m_iz_i}{r_i^3}+G\sum_{\substack{j=1\\j\neq i}}^{n-1}\frac{m_jz_j}{r_j^3}.\end{aligned}\right\} \tag{17.44}$$

而其他任一天体 P_i 在 $O-\xi\eta\zeta$ 系中的运动方程(消去质量 m_i)也写为

$$\left.\begin{aligned}\ddot{\xi}_i=-G\frac{m_0x_i}{r_i^3}+G\sum_{j=1}^{n-1}m_j\frac{x_j-x_i}{\Delta_{ij}^3},\\\ddot{\eta}_i=-G\frac{m_0y_i}{r_i^3}+G\sum_{j=1}^{n-1}m_j\frac{y_j-y_i}{\Delta_{ij}^3},\\\ddot{\zeta}_i=-G\frac{m_0z_i}{r_i^3}+G\sum_{j=1}^{n-1}m_j\frac{z_j-z_i}{\Delta_{ij}^3}.\end{aligned}\right\}(j\neq i) \tag{17.45}$$

利用(17.41)式可得

$$\left.\begin{aligned}
\ddot{x}_i &= \ddot{\xi}_i - \ddot{\xi}_0 \\
&= -G(m_0+m_i)\frac{x_i}{r_i^3} + G\sum_{j=1}^{n-1} m_j\left(\frac{x_j-x_i}{\Delta_{ij}^3} - \frac{x_j}{r_j^3}\right), \\
\ddot{y}_i &= \ddot{\eta}_i - \ddot{\eta}_0 \\
&= -G(m_0+m_i)\frac{y_i}{r_i^3} + G\sum_{j=1}^{n-1} m_j\left(\frac{y_j-y_i}{\Delta_{ij}^3} - \frac{y_j}{r_j^3}\right), \\
\ddot{z}_i &= \ddot{\zeta}_i - \ddot{\zeta}_0 \\
&= -G(m_0+m_i)\frac{z_i}{r_i^3} + G\sum_{j=1}^{n-1} m_j\left(\frac{z_j-z_i}{\Delta_{ij}^3} - \frac{z_j}{r_j^3}\right).
\end{aligned}\right\} \quad (j \neq i)$$

(17.46)

(17.46)式为在相对坐标系中 N 体问题的运动方程。它的每项都有明显的力学意义：$(\ddot{x}_i, \ddot{y}_i, \ddot{z}_i)$表示第 i 个行星在相对坐标系中所具有的总的加速度；方程右端的第一项$\left(-Gm_0\frac{x_i}{r_i^3}, -Gm_0\frac{y_i}{r_i^3}, -Gm_0\frac{z_i}{r_i^3}\right)$表示在太阳的引力作用下行星 P_i 所产生的加速度；第二项$\left(-Gm_i\frac{x_i}{r_i}, -Gm_i\frac{y_i}{r_i}, -Gm_i\frac{z_i}{r_i}\right)$表示在行星 P_i 的作用下，太阳运动所具有的牵连加速度。第三项$\left(\sum_{j=1}^{n-1} Gm_j\frac{x_j-x_i}{\Delta_{ij}^3}, \sum_{j=1}^{n-1} Gm_j\frac{y_j-y_i}{\Delta_{ij}^3}, \sum_{j=1}^{n-1} Gm_j\frac{z_j-z_i}{\Delta_{ij}^3}\right)$表示行星 P_i 在其他 $n-2$ 个行星的引力作用下所具有的加速度；第四项$\left(-G\sum_{j=1}^{n-1}\frac{m_jx_j}{r_j^3}, -G\sum_{j=1}^{n-1}\frac{m_jy_j}{r_j^3}, -G\sum_{j=1}^{n-1}\frac{m_jz_j}{r_j^3}\right)$为太阳受其他 $n-2$ 个行星吸引所产生的牵连加速度。综上所述，该行星在相对坐标系中所具有的加速度是它受太阳和其他 $n-2$ 个行星的吸引所产生的绝对加速度与太阳受所有 $n-1$ 个行星的吸引而产生的牵连加速度的合成加速度。

根据 Δ_{ij} 的定义，(17.46)式可写为

$$
\left.\begin{aligned}
&\ddot{x}_i + G(m_0+m_i)\frac{x_i}{r_i^3} \\
&\quad = \sum_{j=1}^{n-1} Gm_j \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{1}{\Delta_{ij}}\right) - \sum_{j=1}^{n-1} Gm_j \frac{x_j}{r_j^3}, \\
&\ddot{y}_i + G(m_0+m_i)\frac{y_i}{r_i^3} \\
&\quad = \sum_{j=1}^{n-1} Gm_j \frac{\partial}{\partial y_i}\left(\frac{1}{\Delta_{ij}}\right) - \sum_{j=1}^{n-1} Gm_j \frac{y_j}{r_j^3}, \\
&\ddot{z}_i + G(m_0+m_i)\frac{z_i}{r_i^3} \\
&\quad = \sum_{j=1}^{n-1} Gm_j \frac{\partial}{\partial z_i}\left(\frac{1}{\Delta_{ij}}\right) - \sum_{j=1}^{n-1} Gm_j \frac{z_j}{r_j^3}.
\end{aligned}\right\} (j \neq i) \quad (17.47)
$$

引入函数 R_{ij}，它的表达式为

$$
R_{ij} = Gm_j\left(\frac{1}{\Delta_{ij}} - \frac{x_i x_j + y_i y_j + z_i z_j}{r_j^3}\right). \quad (17.48)
$$

代入(17.47)式得

$$
\left.\begin{aligned}
&\ddot{x}_i + \frac{G(m_0+m_i)}{r_i^3} x_i = \sum_{j=1}^{n-1} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_i}, \\
&\ddot{y}_i + \frac{G(m_0+m_i)}{r_i^3} y_i = \sum_{j=1}^{n-1} \frac{\partial R_{ij}}{\partial y_i}, \\
&\ddot{z}_i + \frac{G(m_0+m_i)}{r_i^3} z_i = \sum_{j=1}^{n-1} \frac{\partial R_{ij}}{\partial z_i}.
\end{aligned}\right\} \begin{aligned}&(i=1,2,\cdots,n)\\&(j \neq i)\end{aligned} \quad (17.49)
$$

(17.49)式为用直角坐标表示的行星摄动运动方程，上式中的左端为在仅考虑太阳和行星 P_i 之间的吸引而产生的加速度；右端为其他行星引力所产生的加速度。在太阳系中，太阳的质量占整个太阳系的 99.5%，其他行星的吸引力与太阳的吸引力相比是很小的，因此，把太阳对行星 P_i 的吸引力称为中心引力，把其他行星的引力称为摄动力，函数 R_{ij} 称为摄动函数。在讨论行星 P_i 在太阳中心引力和其他行星摄动力作用下的运动时，称 P_i 为被摄动行星，称其他$(n-2)$颗行星 $P_j(j=1, 2, \cdots, i-1, i+1, \cdots, n-1;$

$j\neq i$)为摄动行星。由 R_{ij} 的定义可知，当 $m_j=0$ 时，$R_{ij}=0$，此时(17.49)式右端为零，即为行星 P_i 和太阳所组成的二体问题的运动方程，因此，二体问题又称为无摄运动问题。如果 $m_j\neq 0$，则由于 R_{ij} 是标量，可以叠加，存在几个摄动行星 m_j 就有几项摄动函数相加，如五体问题摄动行星应有三个，就有三项摄动函数相加，依此类推。

§17.5 三体问题的摄动运动方程

在上节的基础上，本节以三体问题为例来进一步描述 N 体问题的摄动运动方程。

一、在相对直角坐标系中三体问题的摄动运动方程

设太阳 S 和行星 P_1，P_2 组成三体问题，它们的质量分别为 M，m_1 和 m_2，在以太阳 S 为原点的相对直角坐标系 $S\text{-}xyz$ 中，P_1，P_2 的坐标分别为(x_1, y_1, z_1)和(x_2, y_2, z_2)。根据 N 体问题的摄动运动方程(17.49)式，可给出 P_1，P_2 相对于太阳的摄动运动方程为

$$\left.\begin{aligned}\ddot{x}_1+\frac{G(M+m_1)}{r_1^3}x_1=\frac{\partial R_1}{\partial x_1},\\ \ddot{y}_1+\frac{G(M+m_1)}{r_1^3}y_1=\frac{\partial R_1}{\partial y_1},\\ \ddot{z}_1+\frac{G(M+m_1)}{r_1^3}z_1=\frac{\partial R_1}{\partial z_1}.\end{aligned}\right\}\tag{17.50}$$

$$\left.\begin{aligned}\ddot{x}_2+\frac{G(M+m_2)}{r_2^3}x_2=\frac{\partial R_2}{\partial x_2},\\ \ddot{y}_2+\frac{G(M+m_2)}{r_2^3}y_2=\frac{\partial R_2}{\partial y_2},\\ \ddot{z}_2+\frac{G(M+m_2)}{r_2^3}z_2=\frac{\partial R_2}{\partial z_2}.\end{aligned}\right\}\tag{17.51}$$

其中

$$
\left.\begin{aligned}
R_1&=Gm_2\left(\frac{1}{r_{12}}-\frac{x_1x_2+y_1y_2+z_1z_2}{r_2^3}\right),\\
R_2&=Gm_1\left(\frac{1}{r_{12}}-\frac{x_1x_2+y_1y_2+z_1z_2}{r_1^3}\right),\\
r_1&=\sqrt{x_1^2+y_1^2+z_1^2}\,,\\
r_2&=\sqrt{x_2^2+y_2^2+z_2^2}\,,\\
r_{12}&=\sqrt{(x_1-x_2)^2+(y_1-y_2)^2+(z_1-z_2)^2}\,.
\end{aligned}\right\}\quad(17.52)
$$

当讨论 P_1 的摄动运动时，R_1 为摄动函数，(17.50)式为摄动运动方程，P_2 为摄动行星。当讨论 P_2 的摄动运动时，R_2 为摄动函数，P_1 为摄动行星，(17.51)式为摄动运动方程。可见要完全解决三体问题必须联合求解(17.50)和(17.51)式两组方程。迄今为止，这一问题尚无法直接求解，而只能在一定条件下给出近似解。

二、雅可比坐标系中三体问题的运动方程

在理论讨论中，特别是在月球运动理论中常采用一种雅可比坐标系，在这种坐标系中天体的相对运动方程具有对称形式。下面就来推导雅可比坐标系中的三体问题运动方程。

设质量分别为 m_0，m_1，m_2 的三天体 P_0，P_1，P_2 组成三体问题，P_1 相对于以 P_0 为原点的直角坐标系 P_0-$x_1y_1z_1$ 的坐标为 $(x_1,\ y_1,\ z_1)$，又以 P_0，P_1 的质量中心 C 为原点，建立平行于 P_0-$x_1y_1z_1$ 的坐标系 C-$x_2y_2z_2$，P_2 在此坐标系内的坐标为$(x_2,\ y_2,\ z_2)$，(见图 17.5)。如果在以三体质量中心 O 为原点的惯性坐标系 O-$\xi\eta\zeta$ 中，P_0，P_1，P_2 的坐标为$(\xi_i,\ \eta_i,\ \zeta_i)(i=0,\ 1,\ 2)$。$C$ 点的坐标为$(\bar{\xi},\ \bar{\eta},\ \bar{\zeta})$，则有关系式

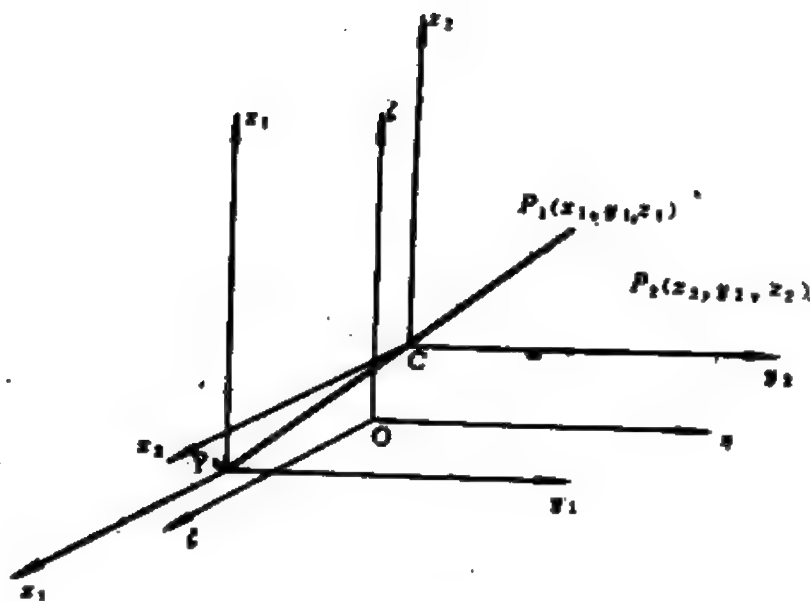


图 17.5 雅可比坐标系

$$\left.\begin{aligned}&m_0\xi_0+m_1\xi_1+m_2\xi_2=0,\\&m_0\eta_0+m_1\eta_1+m_2\eta_2=0,\\&m_0\zeta_0+m_1\zeta_1+m_2\zeta_2=0.\end{aligned}\right\}\tag{17.53}$$

$$\left.\begin{aligned}&\bar{\xi}=\frac{m_0}{m_0+m_1}\xi_0+\frac{m_1}{m_0+m_1}\xi_1,\\&\bar{\eta}=\frac{m_0}{m_0+m_1}\eta_0+\frac{m_1}{m_0+m_1}\eta_1,\\&\bar{\zeta}=\frac{m_0}{m_0+m_1}\zeta_0+\frac{m_1}{m_0+m_1}\zeta_1.\end{aligned}\right\}\tag{17.54}$$

根据坐标系 $P_0\text{-}x_1y_1z_1$ 和 $C\text{-}x_2y_2z_2$ 的定义可得

$$x_1=\xi_1-\xi_0,\quad y_1=\eta_1-\eta_0,\quad z_1=\zeta_1-\zeta_0.\tag{17.55}$$

$$\left.\begin{aligned}&x_2=\xi_2-\bar{\xi}=\xi_2-\frac{m_0}{m_0+m_1}\xi_0-\frac{m_1}{m_0+m_1}\xi_1,\\&y_2=\eta_2-\bar{\eta}=\eta_2-\frac{m_0}{m_0+m_1}\eta_0-\frac{m_1}{m_0+m_1}\eta_1,\\&z_2=\zeta_2-\bar{\zeta}=\zeta_2-\frac{m_1}{m_0+m_1}\zeta_0-\frac{m_1}{m_0+m_1}\zeta_1.\end{aligned}\right\}\tag{17.56}$$

设三体的总质量为 $M=m_0+m_1+m_2$，则由(17.53)，(17.55)和(17.56)三式可解得

$$
\left.\begin{aligned}
\xi_0&=-\frac{m_1}{m_0+m_1}x_1-\frac{m_2}{M}x_2,\\
\xi_1&=\frac{m_0}{m_0+m_1}x_1-\frac{m_2}{M}x_2,\\
\xi_2&=\frac{m_0+m_1}{M}x_2.
\end{aligned}\right\}\tag{17.57}
$$

η_0，ζ_0，η_1，ζ_1 和 η_2，ζ_2 的方程可类似地推出。

在 O-$\xi\eta\zeta$ 系中三体问题的力函数可表为

$$
U=\frac{Gm_0m_1}{\Delta_{10}}+\frac{Gm_0m_2}{\Delta_{20}}+\frac{Gm_1m_2}{\Delta_{12}}.\tag{17.58}
$$

其中

$$
\left.\begin{aligned}
\Delta_{10}&=\sqrt{(\xi_1-\xi_0)^2+(\eta_1-\eta_0)^2+(\zeta_1-\zeta_0)^2},\\
\Delta_{20}&=\sqrt{(\xi_2-\xi_0)^2+(\eta_2-\eta_0)^2+(\zeta_2-\zeta_0)^2},\\
\Delta_{12}&=\sqrt{(\xi_2-\xi_1)^2+(\eta_2-\eta_1)^2+(\zeta_2-\zeta_1)^2}.
\end{aligned}\right\}\tag{17.59}
$$

以(17.57)式代入上式，可将 Δ_{10}，Δ_{20}，Δ_{12} 表为相对坐标的函数，即 $\Delta_{10}=\sqrt{x_1^2+y_1^2+z_1^2}$，

$$
\left.\begin{aligned}
\Delta_{20}&=\sqrt{\left(x_2+\frac{m_1}{m_0+m_1}x_1\right)^2+\left(y_2+\frac{m_1}{m_0+m_1}y_1\right)^2+\left(z_2+\frac{m_1}{m_0+m_1}z_1\right)^2},\\
\Delta_{12}&=\sqrt{\left(x_2-\frac{m_0}{m_0+m_1}x_1\right)^2+\left(y_2-\frac{m_0}{m_0+m_1}y_1\right)^2+\left(z_2-\frac{m_0}{m_0+m_1}z_1\right)^2}.
\end{aligned}\right\}\tag{17.60}
$$

因此，力函数 U 也可表为 (x_1, y_1, z_1) 和 (x_2, y_2, z_2) 的函数。

又在惯性坐标系 O-$\xi\eta\zeta$ 中，三体问题的运动方程为

$$\left.\begin{aligned}m_i\ddot{\xi}_i&=\frac{\partial U}{\partial \xi_i},\\ m_i\ddot{\eta}_i&=\frac{\partial U}{\partial \eta_i},\\ m_i\ddot{\zeta}_i&=\frac{\partial U}{\partial \zeta_i}.\end{aligned}\right\}\quad (i=0,\ 1,\ 2) \tag{17.61}$$

利用(17.55)，(17.56)和(17.61)式可得下列关系式：

$$\left.\begin{aligned}\ddot{x}_1&=\ddot{\xi}_1-\ddot{\xi}_0=\frac{1}{m_1}\frac{\partial U}{\partial \xi_1}-\frac{1}{m_0}\frac{\partial U}{\partial \xi_0},\\ \ddot{x}_2&=\ddot{\xi}_2-\ddot{\xi}=\frac{1}{m_2}\frac{\partial U}{\partial \xi_2}-\frac{1}{m_0+m_1}\left(\frac{\partial U}{\partial \xi_0}+\frac{\partial U}{\partial \xi_1}\right).\end{aligned}\right\} \tag{17.62}$$

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial U}{\partial \xi_0}+\frac{\partial U}{\partial \xi_1}+\frac{\partial U}{\partial \xi_2}=0,\\ &\frac{\partial U}{\partial \xi_0}=\frac{\partial U}{\partial x_1}\frac{\partial x_1}{\partial \xi_0}+\frac{\partial U}{\partial x_2}\frac{\partial x_2}{\partial \xi_0}=-\frac{\partial U}{\partial x_1}-\frac{m_0}{m_0+m_1}\frac{\partial U}{\partial x_2},\\ &\frac{\partial U}{\partial \xi_1}=\frac{\partial U}{\partial x_1}\frac{\partial x_1}{\partial \xi_1}+\frac{\partial U}{\partial x_2}\frac{\partial x_2}{\partial \xi_1}=\frac{\partial U}{\partial x_1}-\frac{m_1}{m_0+m_1}\frac{\partial U}{\partial x_2},\\ &\frac{\partial U}{\partial \xi_2}=\frac{\partial U}{\partial x_2}\frac{\partial x_2}{\partial \xi_2}=\frac{\partial U}{\partial x_2}.\end{aligned}\right\} \tag{17.63}$$

将(17.63)式代入(17.62)式得

$$\left.\begin{aligned}\ddot{x}_1=&\frac{1}{m_1}\frac{\partial U}{\partial x_1}-\frac{1}{m_0+m_1}\frac{\partial U}{\partial x_2}+\frac{1}{m_0}\frac{\partial U}{\partial x_1}\\ &+\frac{1}{m_0+m_1}\frac{\partial U}{\partial x_2}=\frac{m_0+m_1}{m_0m_1}\frac{\partial U}{\partial x_1},\\ \ddot{x}_2=&\frac{1}{m_2}\frac{\partial U}{\partial x_2}-\frac{1}{m_0+m_1}\left[-\frac{\partial U}{\partial x_1}-\frac{m_0}{m_0+m_1}\frac{\partial U}{\partial x_2}\right.\\ &\left.+\frac{\partial U}{\partial x_1}-\frac{m_1}{m_0+m_1}\frac{\partial U}{\partial x_2}\right]\\ =&\frac{m_0+m_1+m_2}{m_2(m_0+m_1)}\frac{\partial U}{\partial x_2}=\frac{M}{m_2(m_0+m_1)}\frac{\partial U}{\partial x_2}.\end{aligned}\right\} \tag{17.64}$$

令 $$\mu_1=\frac{m_0m_1}{m_0+m_1},\quad \mu_2=\frac{m_2(m_0+m_1)}{M}.$$

μ_1，μ_2 称为 P_1, P_2 的折合质量，(17.64)式可简化为

$$\left.\begin{aligned}\mu_1\ddot{x}_1&=\frac{\partial U}{\partial x_1},\\ \mu_2\ddot{x}_2&=\frac{\partial U}{\partial x_2}.\end{aligned}\right\}\qquad(17.65)$$

同理也可得 y_1，z_1，y_2，z_2 的方程。最终，在雅可比坐标系内 P_1, P_2 的运动方程可表为

$$\left.\begin{aligned}\mu_i\ddot{x}_i&=\frac{\partial U}{\partial x_i},\\ \mu_i\ddot{y}_i&=\frac{\partial U}{\partial y_i},\\ \mu_i\ddot{z}_i&=\frac{\partial U}{\partial z_i}.\end{aligned}\right\}(i=1,\ 2)\qquad(17.66)$$

(17.66)式为对称形式的运动方程组。x_i，y_i，z_i 称为雅可比坐标，这种坐标和运动方程的形式可以推广到 $N(N>3)$体的情况。

在讨论月球运动时，常常采用雅可比坐标来表示月球的运动方程。设 M，E，S 表示月球，地球和太阳在同一时刻的位置和质量，如图 17.6 所示。现以地球质量中心为原点，建立空间直角坐标系，r，x，y，z 为月球在此坐标系中的向径和坐标；r'，x'，y'，z' 为太阳的向径和坐标，Δ 表示日月距离，则有

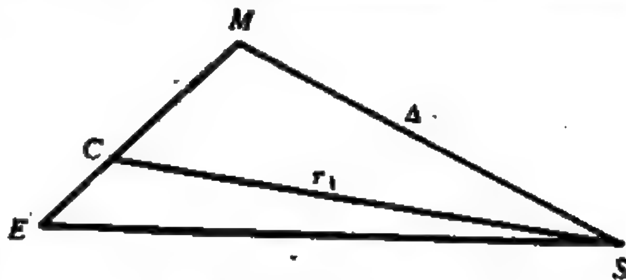


图 17.6 月球的运动方程

$$r^2=x^2+y^2+z^2$$

$$r'^2=x'^2+y'^2+z'^2$$

$$\Delta^2=(x'-x)^2+(y'-y)^2+(z'-z)^2$$

按三体问题在直角坐标系中的摄动运动方程(17.50)，将太阳视为摄动天体，则月球相对于地球的运动方程为

$$\left.\begin{aligned}\ddot{x}+\frac{G(M+E)}{r^3}x&=GS\left(\frac{x'-x}{\Delta^3}-\frac{x'}{r'^3}\right),\\ \ddot{y}+\frac{G(M+E)}{r^3}y&=GS\left(\frac{y'-y}{\Delta^3}-\frac{y'}{r'^3}\right),\\ \ddot{z}+\frac{G(M+E)}{r^3}z&=GS\left(\frac{z'-z}{\Delta^3}-\frac{z'}{r'^3}\right).\end{aligned}\right\} \tag{17.67}$$

设 C 为地月系质量中心，以 C 为原点作平行于 $O\text{-}xyz$ 的坐标系 $C\text{-}x_1y_1z_1$，太阳 S 在此坐标系中的向径和坐标为 r_1，x_1，y_1，z_1。由此，太阳 S 在两个坐标系中的坐标$(x',\ y',\ z')$和$(x_1,\ y_1,\ z_1)$之间有如下关系(见图 17.6)：

$$\left.\begin{aligned}x_1&=x'-\frac{M}{E+M}x,\\ y_1&=y'-\frac{M}{E+M}y,\\ z_1&=z'-\frac{M}{E+M}z.\end{aligned}\right\} \tag{17.68}$$

太阳与地月系质量中心 C 之间的距离 r' 和日月距离 Δ 用(x_1,y_1,z_1)和$(x,\ y,\ z)$来表示，应为

$$\left.\begin{aligned}r'^2&=\left(x_1+\frac{M}{E+M}x\right)^2+\left(y_1+\frac{M}{E+M}y\right)^2\\ &\quad+\left(z_1+\frac{M}{E+M}z\right)^2,\\ \Delta^2&=\left(x_1-\frac{E}{E+M}x\right)^2+\left(y_1-\frac{E}{E+M}y\right)^2\\ &\quad+\left(z_1-\frac{E}{E+M}z\right)^2.\end{aligned}\right\} \tag{17.69}$$

方程组(17.67)式右端也可表为$(x_1,\ y_1,\ z_1)$和$(x,\ y,\ z)$的函数

即
$$GS\left(\frac{x'-x}{\Delta^3}-\frac{x'}{r'^3}\right)$$
$$=GS\left(\frac{x_1-\frac{E}{E+M}x}{\Delta^3}-\frac{x_1+\frac{M}{E+M}x}{r'^3}\right)$$
$$=\frac{\partial}{\partial x}GS\left(\frac{1}{\Delta}\cdot\frac{E+M}{E}+\frac{1}{r'}\frac{E+M}{M}\right),$$
同理可推得 y，z 方向的式子。若令
$$R=GS\left(\frac{1}{\Delta}\cdot\frac{E+M}{E}+\frac{1}{r'}\frac{E+M}{M}\right)$$
$$=\frac{GS(E+M)}{EM}\left(\frac{M}{\Delta}+\frac{E}{r'}\right), \tag{17.70}$$
则可将月球的运动方程(17.67)式写为
$$\left.\begin{aligned}\ddot{x}+\frac{G(E+M)}{r^3}x=\frac{\partial R}{\partial x},\\ \ddot{y}+\frac{G(E+M)}{r^3}y=\frac{\partial R}{\partial y},\\ \ddot{z}+\frac{G(E+M)}{r^3}z=\frac{\partial R}{\partial z}.\end{aligned}\right\} \tag{17.71}$$
函数 R 为月球运动时受太阳引力而产生的摄动函数。由(17.71)式可看出此方程的形式与在直角坐标系中的三体问题的摄动运动方程相似，只是摄动函数 R 中的摄动天体质量用折合质量来代替，坐标用摄动体在相对于中心体和被摄动体的质量中心直角坐标系中的坐标来表示。

§17.6 限制性三体问题

一般三体问题经常采用数值方法或摄动理论方法近似求解。此外，还可以根据天体的实际情况，从理论上提出一些近似模型，对这些模型的性质和特解的研究将给出求解特殊的多体系统的实

例，并为进一步讨论一般三体问题提供依据。在天体力学中最重要的一种近似模型称为限制性三体问题。本节介绍这个模型的基本概念。

限制性三体问题首先是从太阳系实际情况提出来的，后来也应用于双星、小恒星系统等情况。在太阳系中有很多质量非常小的天体，如小行星、卫星、彗星和流星等，它们对于其他天体的引力可以忽略不计。在双星或小恒星系统中，星体周围的星周物质与主星体的质量相比非常小，因此也可以不考虑它们对主星体的引力。按照这些实际天体的状况提出了限制性三体问题的力学模型，即：

若 P_1，P_2 和 P 三个天体组成三体问题，它们的质量分别为 m_1，m_2 和 m，设 m 为无穷小量，以致 P 对 P_1，P_2 的吸引可以不计。在讨论 P 的运动时，仅需考虑 P_1，P_2 之间的吸引和它们对于 P 的吸引，这样一种三体问题称为限制性三体问题。往往称 P_1，P_2 为有限体，P 为无穷小天体。当 $m_1 > m_2$ 时，称 m_1 为大天体或主星体，称 m_2 为小天体或伴星体。由于不必考虑 P 对 P_1，P_2 的引力作用，两个有限体在相互引力作用下的运动问题可视为二体问题，其轨道是圆锥曲线，利用二体问题的结果，两个有限体的运动规律可以完全解出，它们的坐标和速度可以表示为时间的已知函数。由此可见，限制性三体问题实质上是研究无限小天体 P 在有限体 P_1 和 P_2 的万有引力作用下的运动规律。

依据二体问题的不同类型轨道，限制性三体问题也可分为圆、椭圆、抛物线和双曲线等四种类型，也就是圆型限制性三体问题、椭圆型限制性三体问题、抛物线型限制性三体问题和双曲线型限制性三体问题。若初始时刻小天体的位置和速度都在两个有限体绕转平面上，则小天体将永远在此轨道平面上运动，这就构成平面圆型限制性三体问题，一般情况称为空间限制性三体问题。同

样，按圆锥曲线轨道的不同类型，平面或空间限制性问题也可以分为四种不同的类型。在这些类型中，圆型或椭圆型限制性三体问题讨论得最深入，应用也比较广泛。本节讨论圆型限制性三体问题。

如图 17.7 所示，P_1、P_2 和 P 分别表示质量为 m_1，m_2 和 m 的三体，m_1，m_2 的相互绕转轨道为圆。O-$\xi\eta\zeta$ 为空间惯性直角坐标系，O 点为 P_1、P_2 的质量中心，$\xi\eta$ 平面与 P_1、P_2 的相互绕转圆轨道平面相重合，$\overline{O\xi}$ 轴转向 $\overline{O\eta}$ 轴时同 P_1，P_2 的运动方向一致，$\overline{O\zeta}$ 轴垂直于 $\xi\eta$ 平面并与 $\overline{O\xi}$，$\overline{O\eta}$ 成右手正交系。设 m_1，m_2 和 m 的坐标为$(\xi_1,\ \eta_1,\ \zeta_1)$，$(\xi_2,\ \eta_2,\ \zeta_2)$和$(\xi,\ \eta,\ \zeta)$，此圆型限制性三体问题的力函数可写为

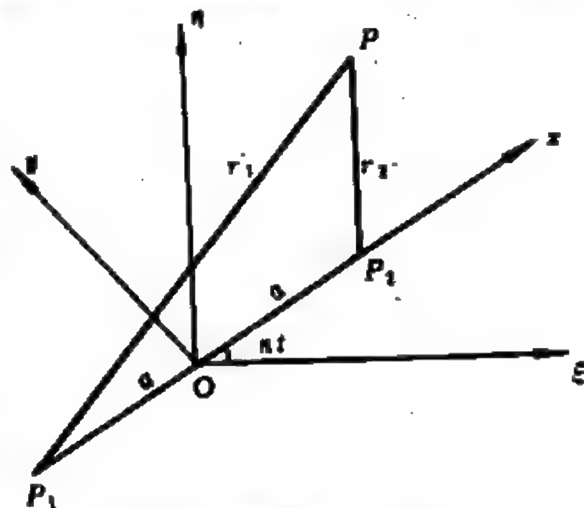


图 17.7 圆型限制性三体问题

$$U=\frac{Gm_1m}{r_1}+\frac{Gm_2m}{r_2} \tag{17.72}$$

其中

$$\left.\begin{aligned} r_1&=\sqrt{(\xi-\xi_1)^2+(\eta-\eta_1)^2+(\zeta-\zeta_1)^2},\\ r_2&=\sqrt{(\xi-\xi_2)^2+(\eta-\eta_2)^2+(\zeta-\zeta_2)^2}.\end{aligned}\right\} \tag{17.73}$$

无穷小质点 P 的运动方程可由力函数 U 表出：

$$m\ddot{\xi}=\frac{\partial U}{\partial\xi},\quad m\ddot{\eta}=\frac{\partial U}{\partial\eta},\quad m\ddot{\zeta}=\frac{\partial U}{\partial\zeta} \tag{17.74}$$

或

$$
\left.\begin{aligned}
\ddot{\xi}&=-G\frac{m_1(\xi-\xi_1)}{r_1^3}-G\frac{m_2(\xi-\xi_2)}{r_2^3},\\
\ddot{\eta}&=-G\frac{m_1(\eta-\eta_1)}{r_1^3}-G\frac{m_2(\eta-\eta_2)}{r_2^3},\\
\ddot{\zeta}&=-G\frac{m_1\zeta}{r_1^3}-G\frac{m_2\zeta}{r_2^3}.
\end{aligned}\right\} \qquad (17.75)
$$

显然，在 $O\text{-}\xi\eta\zeta$ 系中，由于三体都在运动，故三体的坐标都是时间 t 的函数，从而使(17.75)式的右端也为时间 t 的函数，这样就会造成积分上的困难。为避免这个问题，又选取旋转坐标系 $O\text{-}xyz$(见图 17.7)，在此坐标系中 $\overrightarrow{Oz}$ 轴与 $\overrightarrow{O\zeta}$ 轴重合，$\overrightarrow{Ox}$ 轴沿 P_1，P_2 的联线方向指向 m_2 为正并随 P_1，P_2 一起旋转。假设在 $t=0$ 时，$\overrightarrow{Ox}$，$\overrightarrow{Oy}$ 分别与 $\overrightarrow{O\xi}$，$\overrightarrow{O\eta}$ 重合，P_1，P_2 相互绕转的角速度为 n，则在任一时刻 t，x 轴从 ξ 轴旋转了一个角度 nt，利用坐标系旋转的公式可得 P 的新坐标(x, y, z)与(ξ, η, ζ)之间的关系

$$
\left.\begin{aligned}
\xi&=x\cos nt-y\sin nt,\\
\eta&=x\sin nt+y\cos nt,\\
\zeta&=z.
\end{aligned}\right\} \qquad (17.76)
$$

为运算方便起见，可以选用无量纲变量来简化上列运动方程及其他关系式，如果选取 $m_1+m_2=1$ 作为质量单位，P_1，P_2 之间的距离，即圆轨道半径 $a=1$ 为距离单位，并适当选取时间单位，使得万有引力常数 $G=1$。这个时间单位可由开普勒第三定律

$$
\frac{a^3}{T^2}=\frac{G(m_1+m_2)}{4\pi^2}
$$

来确定。

以 $a=1$，$m_1+m_2=1$ 代入上式，再选取时间单位为 $\frac{2\pi}{T}$，其中 T 为 P_1，P_2 的圆轨道运动周期，由此可得角速度 $n=1$。

假设以 $\mu=m_2$ 代表较小的有限体 P_2 的质量，则有 $m_1=1-m_2=1-\mu$。因为 P_1，P_2 在 Ox 轴上，且 O 为 P_1，P_2 的质心，x 轴指向 P_2 为正，则有

$$x_1=-\mu,\quad x_2=1-\mu,\quad y_1=y_2=0,\quad z_1=z_2=0. \tag{17.77}$$

综上所述，将(17.76)式和(17.77)式代入方程组(17.75)式可得

$$\left.\begin{aligned}
&(\ddot{x}-2\dot{y}-x)\cos t-(\ddot{y}+2\dot{x}-y)\sin t\\
&\quad=-\left\{(1-\mu)\frac{x-x_1}{r_1^3}+\mu\frac{x-x_2}{r_2^3}\right\}\cos t\\
&\qquad+\left\{\frac{1-\mu}{r_1^3}+\frac{\mu}{r_2^3}\right\}\sin t,\\
&(\ddot{x}-2\dot{y}-x)\sin t+(\ddot{y}+2\dot{x}-y)\cos t\\
&\quad=-\left\{(1-\mu)\frac{x-x_1}{r_1^3}+\mu\frac{x-x_2}{r_2^3}\right\}\sin t\\
&\qquad-\left\{\frac{1-\mu}{r_1^3}+\frac{\mu}{r_2^3}\right\}\cos t,\\
&\ddot{z}=-(1-\mu)\frac{z}{r_1^3}-\mu\frac{z}{r_2^3}.
\end{aligned}\right\} \tag{17.78}$$

消去(17.78)式前两式中的 t，最终可得

$$\left.\begin{aligned}
&\ddot{x}-2\dot{y}=x-(1-\mu)\frac{x-x_1}{r_1^3}-\mu\frac{x-x_2}{r_2^3},\\
&\ddot{y}+2\dot{x}=y-(1-\mu)\frac{y}{r_1^3}-\mu\frac{y}{r_2^3},\\
&\ddot{z}=-(1-\mu)\frac{z}{r_1^3}-\mu\frac{z}{r_2^3}.
\end{aligned}\right\} \tag{17.79}$$

其中

$$\left.\begin{aligned}
r_1&=\sqrt{(x-x_1)^2+(y-y_1)^2+(z-z_1)^2}\\
&=\sqrt{(x+\mu)^2+y^2+z^2},\\
r_2&=\sqrt{(x-x_2)^2+(y-y_2)^2+(z-z_2)^2}\\
&=\sqrt{(x-1+\mu)^2+y^2+z^2}.
\end{aligned}\right\} \tag{17.80}$$

定义函数 $\Omega=\Omega(x,\ y,\ z)$ 为

$$\Omega=\frac{1}{2}(x^2+y^2)+\frac{1-\mu}{r_1}+\frac{\mu}{r_2}. \tag{17.81}$$

则方程组(17.79)式可改写为

$$\left.\begin{aligned}\ddot{x}-2\dot{y}&=\frac{\partial\Omega}{\partial x},\\ \ddot{y}+2\dot{x}&=\frac{\partial\Omega}{\partial y},\\ \ddot{z}&=\frac{\partial\Omega}{\partial z}.\end{aligned}\right\} \tag{17.82}$$

(17.82)式为在旋转坐标系中圆型限制性三体问题的基本方程。在此方程组中，除小天体在旋转坐标系中的坐标(x, y, z)为基本变量外，其余都是常量且不显含时间t。函数Ω即为在旋转坐标系中小天体P受两有限体吸引而产生的力函数。

根据方程组(17.82)式很容易导出一个初积分。若以$2\dot{x}$乘以第一式，$2\dot{y}$乘以第二式，$2\dot{z}$乘以第三式，而后相加可得

$$\begin{aligned}2(\ddot{x}\dot{x}+\ddot{y}\dot{y}+\ddot{z}\dot{z})&=2\left(\frac{\partial\Omega}{\partial x}\dot{x}+\frac{\partial\Omega}{\partial y}\dot{y}+\frac{\partial\Omega}{\partial z}\dot{z}\right)\\&=2\frac{d\Omega}{dt}.\end{aligned}$$

两边对t积分可得

$$v^2=\dot{x}^2+\dot{y}^2+\dot{z}^2=2\Omega-c. \tag{17.83}$$

或

$$v^2=(x^2+y^2)+\frac{2(1-\mu)}{r_1}+\frac{2\mu}{r_2}-c. \tag{17.84}$$

其中，v为小天体在旋转坐标系中的速度，c为积分常数。这个积分为雅可比(K. G. J. Jacobi)首先发现，因此称为雅可比积分，c称为雅可比积分常数。雅可比积分可以认为是在旋转坐标系中圆型限制性三体问题的能量积分，它在圆型限制性三体问题的研究中占很重要的地位。

§17.7 秤 动 解

由于力函数 Ω 的形式很复杂，要直接求解运动方程组(17.82)式是相当困难的。但是，可以根据方程组的特点找出某些特解。观察(17.82)式可知，假设能寻找出某些点，它们的坐标(x，y，z)在旋转坐标系 $O\text{-}xyz$ 中为常数，且满足关系式

$$\frac{\partial\Omega}{\partial x}=\frac{\partial\Omega}{\partial y}=\frac{\partial\Omega}{\partial z}=0 \tag{17.85}$$

由于是常数，这些点必然满足方程组(17.82)式，也就是说这些点为这个运动方程组的特解。下面来寻找这些特解。

将 Ω 的表达式(17.81)式代入(17.85)式得

$$\frac{\partial\Omega}{\partial x}=x-\frac{1-\mu}{r_1^3}(x+\mu)-\frac{\mu}{r_2^3}(x-1+\mu)=0, \tag{17.86}$$

$$\frac{\partial\Omega}{\partial y}=y-\frac{1-\mu}{r_1^3}y-\frac{\mu}{r_2^3}y=0, \tag{17.87}$$

$$\frac{\partial\Omega}{\partial z}=-\frac{1-\mu}{r_1^3}z-\frac{\mu}{r_2^3}z=0. \tag{17.88}$$

首先由(17.88)式可看出

$$z\left(\frac{1-\mu}{r_1^3}+\frac{\mu}{r_2^3}\right)=0.$$

由于括号内的值恒为正。故必须 $z=0$ 上式才能成立。由此可见，所寻找的特解必定在 xy 平面上，这样就使空间问题简化为平面问题，即有

$$\left.\begin{aligned} r_1&=\sqrt{(x+\mu)^2+y^2}\,,\\ r_2&=\sqrt{(x-1+\mu)^2+y^2}\,.\end{aligned}\right\} \tag{17.89}$$

再由(17.87)式可知

$$y\left(1-\frac{1-\mu}{r_1^3}-\frac{\mu}{r_2^3}\right)=0$$

有两种情况可以使上式得到满足：

$$y=0, \tag{17.90}$$

或

$$1-\frac{1-\mu}{r_1^3}-\frac{\mu}{r_2^3}=0. \tag{17.91}$$

先来讨论(17.91)式的情况。如果将上式各项乘以 x 再减去(17.86)式即得关系式

$$\frac{(1-\mu)\mu}{r_1^3}+\frac{\mu(-1+\mu)}{r_2^3}=0$$

亦即

$$\frac{1}{r_1^3}-\frac{1}{r_2^3}=0$$

显然

$$r_1=r_2$$

代入(17.91)式得

$$r_1=r_2=1.$$

按所取的计量单位，P_1，P_2 之间的距离为 1，上式表明，满足这种条件的特解必然与 P_1，P_2 成等边三角形且在 xy 平面上，这就可得出对称于 x 轴的两点，记为 $L_4(x_4, y_4, 0)$ 和 $L_5(x_5, y_5, 0)$，L_4 点在 x 轴上方，L_5 点在 x 轴下方（见图 17.8），很容易计算出

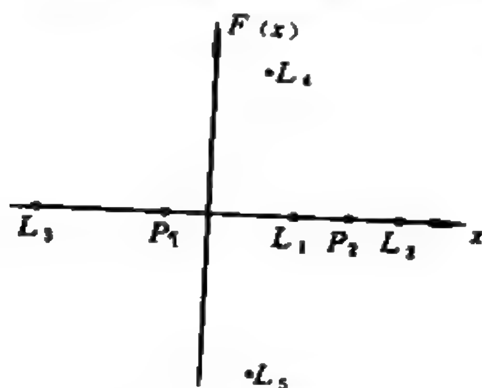


图 17.8　秤动解

$$x_4=\frac{1}{2}-\mu,\quad y_4=\frac{\sqrt{3}}{2},$$

$$x_5=\frac{1}{2}-\mu,\quad y_5=-\frac{\sqrt{3}}{2}.$$

当 μ 给定后，L_4、L_5 两点的坐标为常数。在初始时刻，若无穷小天体 P 位于 L_4 或 L_5，且初始速度为零，则 P 点就永远保留在 L_4 点或 L_5 点，相对于 P_1、P_2 保持静止。而在绝对坐标系

O-$\xi\eta\zeta$ 中看起来，P 就与 P_1，P_2 一起在 xy 平面内旋转，永远保持为一个等边三角形。通常把 L_4，L_5 这两个特解称为等边三角形解。

再来讨论当 $y=0$ 的情况，此时，距离 r_1，r_2 可取为

$$r_1=\sqrt{(x+\mu)^2}=|x+\mu|,$$
$$r_2=\sqrt{(x-1+\mu)^2}=|x-1+\mu|.$$

以此代入(17.86)式，并令 $F(x)$ 为(17.86)式左端的函数，则有

$$F(x)=x-\frac{1-\mu}{|x+\mu|^3}(x+\mu)-\frac{\mu}{|x-1+\mu|^3}(x-1+\mu)=0 \tag{17.92}$$

显然，满足此方程的 x 轴上相应的点也是原方程的特解。对 $F(x)$ 进行分析就可找出代数方程(17.92)式的根。

从(17.92)式可看出，函数 $F(x)$ 除在 $x=-\mu$ 及 $x=1-\mu$ 处不连续外，在所有其它实数值处都连续。可以把 $F(x)$ 随 x 在整个实轴上的连续变化分成三段来讨论：

(1) 当 $-\infty<x<-\mu$ 时，按(17.92)式，$F(-\infty)=-\infty<0$，$F(x)$ 在 $(-\infty,\ -\mu)$ 内是连续的，在此区间内 $x<-\mu<1-\mu$，故 $|x+\mu|=-(x+\mu)$，$|x-1+\mu|=-(x-1+\mu)$，因而(17.92)式可表为

$$F(x)=x+\frac{1-\mu}{(x+\mu)^2}+\frac{\mu}{(x-1+\mu)^2}$$

而
$$\frac{dF(x)}{dx}=1-\frac{2(1-\mu)}{(x+\mu)^3}-\frac{2\mu}{(x-1+\mu)^3}>0$$

所以在区间 $(-\infty,\ -\mu)$ 内 $F(x)$ 为递增函数，又当 x 从左边无限接近 $-\mu$，即 $x=-\mu-0$ 时，$F(x)=+\infty$，即在此区间内，$F(x)$ 的值由 $-\infty$ 单调递增至 $+\infty$，$F(x)=0$ 在此区间内有且仅有一个实根，将这个根的坐标记为 $(x_3,\ 0,\ 0)$，称为 L_3 点。

(2) 当 $-\mu<x<(1-\mu)$ 时，$|x+\mu|=x+\mu$，$|x-1+\mu|=$

$-(x-1+\mu)$，代入(17.92)式得

$$F(x)=x-\frac{1-\mu}{(x+\mu)^2}+\frac{\mu}{(x-1+\mu)^2}$$

$$\frac{dF(x)}{dx}=1+\frac{2(1-\mu)}{(x+\mu)^3}-\frac{2\mu}{(x-1+\mu)^3}>0$$

当 x 从右边无限接近 $-\mu$，即 $x=-\mu+0$ 时，$F(x)=-\infty$，而当 $x=1-\mu-0$ 时，$F(x)=+\infty$，故在区间 $(-\mu,\ 1-\mu)$ 内，$F(x)$ 也是从 $-\infty$ 单调递增至 $+\infty$，$F(x)$ 在此区间内有且仅有一个实根，在 x 轴上相应的点为 L_1，其坐标记为 $(x_1, 0, 0)$。

(3) 当 $(1-\mu)<x<+\infty$ 时，$|x+\mu|=x+\mu$，$|x-1+\mu|=x-1+\mu$，此时

$$F(x)=x-\frac{1-\mu}{(x+\mu)^2}-\frac{\mu}{(x-1+\mu)^2}$$

$$\frac{dF(x)}{dx}=1+\frac{2(1-\mu)}{(x+\mu)^3}+\frac{2\mu}{(x-1+\mu)^3}>0$$

且 $F(1-\mu+0)=-\infty$，$F(+\infty)=+\infty$，因此 $F(x)$ 在区间 $(1-\mu,\ +\infty)$ 内单调递增，有且仅有一个实根，记为 L_2，其坐标为 $(x_2,\ 0,\ 0)$。

由图 17.8 可看出，上述三个特解 L_1，L_2，L_3 皆位在 x 轴上，与 P_1，P_2 共线，故称为共线解或直线解。

三个直线解的坐标 x_1，x_2，x_3 可以用级数展开方法求出，或直接从计算机上用迭代法求出其近似结果，由于无法严格表示，往往 x_1，x_2，x_3 都展开为小参数 μ 的幂级数形式：

$$x_1=1-\mu-\left(\frac{\mu}{3}\right)^{1/3}+\frac{1}{3}\left(\frac{\mu}{3}\right)^{2/3}+\frac{1}{3^2}\left(\frac{\mu}{3}\right)^{3/3}+\cdots$$

$$x_2=1-\mu+\left(\frac{\mu}{3}\right)^{1/3}+\frac{1}{3}\left(\frac{\mu}{3}\right)^{2/3}-\frac{1}{3^2}\left(\frac{\mu}{3}\right)^{3/3}-\cdots$$

$$x_3=-1-\frac{5}{12}\mu+\frac{23\times7^2}{12^4}\mu^3+\cdots$$

x_1, x_2, x_3 的确切位置要根据 μ 的数值来确定，详细的推导可参阅其它书籍①。

当参数值 μ 给定后，L_1、L_2、L_3，L_4 和 L_5 这五个特解的坐标在旋转坐标系 $O\text{-}xyz$ 中都是常数，且随着 P_1, P_2 一同旋转，其相对位置不变。这些特解首先由拉格朗日求得，因此常称为拉格朗日特解，又称为秤动解。

容易证明椭圆型限制性三体问题也只有五个特解，虽然三个直线解之间的距离大小有变化，但其比例保持不变，L_4，L_5 与 P_1，P_2 之间仍保持为等边三角形，只是边长与圆型相比有些变化。利用椭圆型限制性三体问题的结果可在太阳系中找到等边三角形解的实际例子，如，著名的脱罗央群小行星(包括希腊人群)就是一个典型的例子，已经发现这群小行星中有 15 颗小行星位于太阳、木星的等边三角形解附近，其中 10 颗在平动点 L_4 附近，5 颗在平动点 L_5 附近。这些小行星并没有严格位于 L_4, L_5 点上，而是有大小不同程度的偏差，在讨论它们的运动时，就涉及到 L_4，L_5 的稳定性问题。天体力学的定性理论证明，两个等边三角形解 L_4，L_5 是稳定的，而三个直线解是不稳定的。因此，至今尚未找到直线解的实际例子就不奇怪了。有人认为，对日照现象就是聚集在太阳、地球的秤动点 L_2 附近的尘埃质点反射太阳光形成的，但这只是一种推测，并不能作为可靠的实例。

§17.8 零速度面

在§17.6中已得出圆型限制性三体问题的雅可比积分

$$v^2=2\Omega-C \tag{17.93}$$

其中
$$\Omega=\frac{1}{2}(x^2+y^2)+\frac{1-\mu}{r_1}+\frac{\mu}{r_2},$$

① 如赵进义编著的《天体力学》，上海科技出版社，1983 年版。

$$r_1=\sqrt{(x+\mu)^2+y^2+z^2},$$
$$r_2=\sqrt{(x-1+\mu)^2+y^2+z^2}.$$

C 为雅可比积分常数，按照微分方程知识，积分常数 C 可由无穷小天体 P 的初始坐标和速度来决定。若给定 P 的初始条件和任意 t 时刻的位置，则可由(17.93)式得出 P 在任意 t 时刻的速度值。反之，若给定速度值 v 便可由积分(17.93)式来确定无穷小天体 P 在空间的运动区域。

由于小天体 P 的运动速度 $v^2\geqslant 0$，则由(17.93)式得

$$x^2+y^2+\frac{2(1-\mu)}{r_1}+\frac{2\mu}{r_2}-C\geqslant 0 \tag{17.94}$$

(17.94)式是对小天体 P 的运动范围的限制条件。显然，小天体的坐标必须满足上述不等式才能保证 $v^2\geqslant 0$，否则，其速度 v 为虚数，运动无法进行。从(17.94)式可看出，如果由 P 点的初始位置和速度确定的积分常数 C 为负值，则上式恒成立，P 点的运动范围没有限制，可以在整个三维空间内运动。如果定出的 $C>0$，则按(17.94)式，P 点的坐标必须满足不等式

$$x^2+y^2+\frac{2(1-\mu)}{r_1}+\frac{2\mu}{r_2}\geqslant C$$

因此，小天体可能运动区域的临界判断条件为

$$2\Omega=x^2+y^2+\frac{2(1-\mu)}{r_1}+\frac{2\mu}{r_2}=C \tag{17.95}$$

此为一个空间曲面方程，代入雅可比积分(17.93)式就得 $v^2=0$，故在这个曲面上的任一点处，都有 $v=0$，称曲面(17.95)式为零速度面。它是希耳在研究月球运动时首先提出的，在很多书上又称零速度面为希尔曲面。在(17.95)式中，r_1，r_2，μ，$1-\mu$ 都是正量。所以 $x^2+y^2\leqslant C$，当 $|z|$ 充分大时，r_1 和 r_2 都趋于无穷。(17.95)式的后两项都趋于零。此时就有 $x^2+y^2=C$，此为以坐标原点为中心，$\sqrt{C}$ 为半径的圆柱面，它可以视为零速度面的渐近曲面。

由解析几何的知识，零速度面 $2\Omega=C$ 上的任意一点的法线方向的方向余弦与 $\frac{\partial\Omega}{\partial x}$，$\frac{\partial\Omega}{\partial y}$，$\frac{\partial\Omega}{\partial z}$ 成比例。而当此曲面上的某些点的坐标满足关系式 $\frac{\partial\Omega}{\partial x}=\frac{\partial\Omega}{\partial y}=\frac{\partial\Omega}{\partial z}=0$ 时，相应点的法线方向不确定，这种点称为零速度面的奇点。回顾上节所讲述的秤动解定义可知，五个秤动解都为满足条件的奇点。亦即，五个秤动解都位于零速度面上。除了这五个点以外，零速度面上的所有其他点都有确定的法线方向。

对于不同的 C 值，(17.95)式代表不同的曲面，它是一个零速度曲面族。由(17.95)式可知，零速度曲面族相对于 xy 平面是对称的，且五个平动解都在 xy 平面上，为讨论方便起见，可以利用零速度面在 xy 平面上的交线来代替零速度面，此交线称为零速度线，其方程式为

$$x^2+y^2+\frac{2(1-\mu)}{\sqrt{(x+\mu)^2+y^2}}+\frac{2\mu}{\sqrt{(x-1+\mu)^2+y^2}}=C. \tag{17.96}$$

上式是一个平面曲线方程，对于不同的 C 值，上式构成一组零速度曲线族。(17.96)式表明，此曲线族对称于 x 轴，且因左端各项皆为正，则 $C>0$。由此可以根据 C 的变化来讨论零速度线形状的变化，进而得到小天体 P 可能运动的区域。

当 C 值充分大时，按(17.96)式有三种可能：

(1) x^2+y^2 很大，其他两项很小，此时 $x^2+y^2\simeq C$ 表示一条半径相当大且接近于圆的闭曲线；

(2) $r_1=\sqrt{(x+\mu)^2+y^2}$ 很小，使得(17.96)式左端第二项很大，其余两项则很小，此时，(17.96)式近似表为

$$(x+\mu)^2+y^2\simeq\left(\frac{2(1-\mu)}{C}\right)^2$$

此为一个以 $x=-\mu$ 即 P_1 点为中心，半径很小的近圆形闭曲线；

(3) $r_2=\sqrt{(x-1+\mu)^2+y^2}$ 很小，即(17.96)式左端第三项很大，此时(17.96)式近似表为

$$(x-1+\mu)^2+y^2\simeq\left(\frac{2\mu}{C}\right)^2$$

此为一个以 $x=1-\mu$，即 P_2 点为中心，半径很小的近圆形闭曲线。

由此可见，当 C 值非常大时，(17.96)式表示的零速度线由三个彼此孤立的闭曲线组成，根据 $v^2\geqslant 0$ 的限制条件，小天体 P 的可能运动范围是大闭曲线的外部和两个小闭曲线的内部(见图17.9(a))。

C 值逐渐减小时，外部的大闭曲线逐渐变小，里面的两个闭曲线逐渐增大，当 C 值减小至某一 C_1 值时，里面两个闭曲线扩大，直至交于一点，此点为零速度面的自交点，在这一点上零速度面的法线方向不定，是一个奇点，此即为拉格朗日秤动点 L_1。同时，大闭曲线缩小但并不与两小闭曲线相交(见图 17.9(b))。

当 C 值再减小时，在 L_1 点处出现了一条通道，里面的两条闭曲线相连通呈哑铃状。如果在初始时刻 P_1 位于有限体 P_1 附近，则在此时，P 可以从通道穿过而进入有限体 P_2 附近，这就形成了物质的流通(见图 17.9(c))。

当 C 值继续减小至某一值 C_2 时，内外两条封闭曲线在拉格朗日秤动点 L_2 处相交，L_2 也是零速度线的自交点。C 值再减小时，曲线在 L_2 点处分开，形成一个缺口，内外两条闭曲线连成一条封闭曲线(见图 17.9(d))，此时小天体 P 可以由内部从此缺口处运动到大闭曲线的外部，两个可运动区域相互连通。

C 值再减小至 C_3 时，闭曲线又收缩至另一端拉格朗日点 L_3 处相交，形成以 x 轴为对称轴的两条蝌蚪状闭曲线，L_3 也为自交

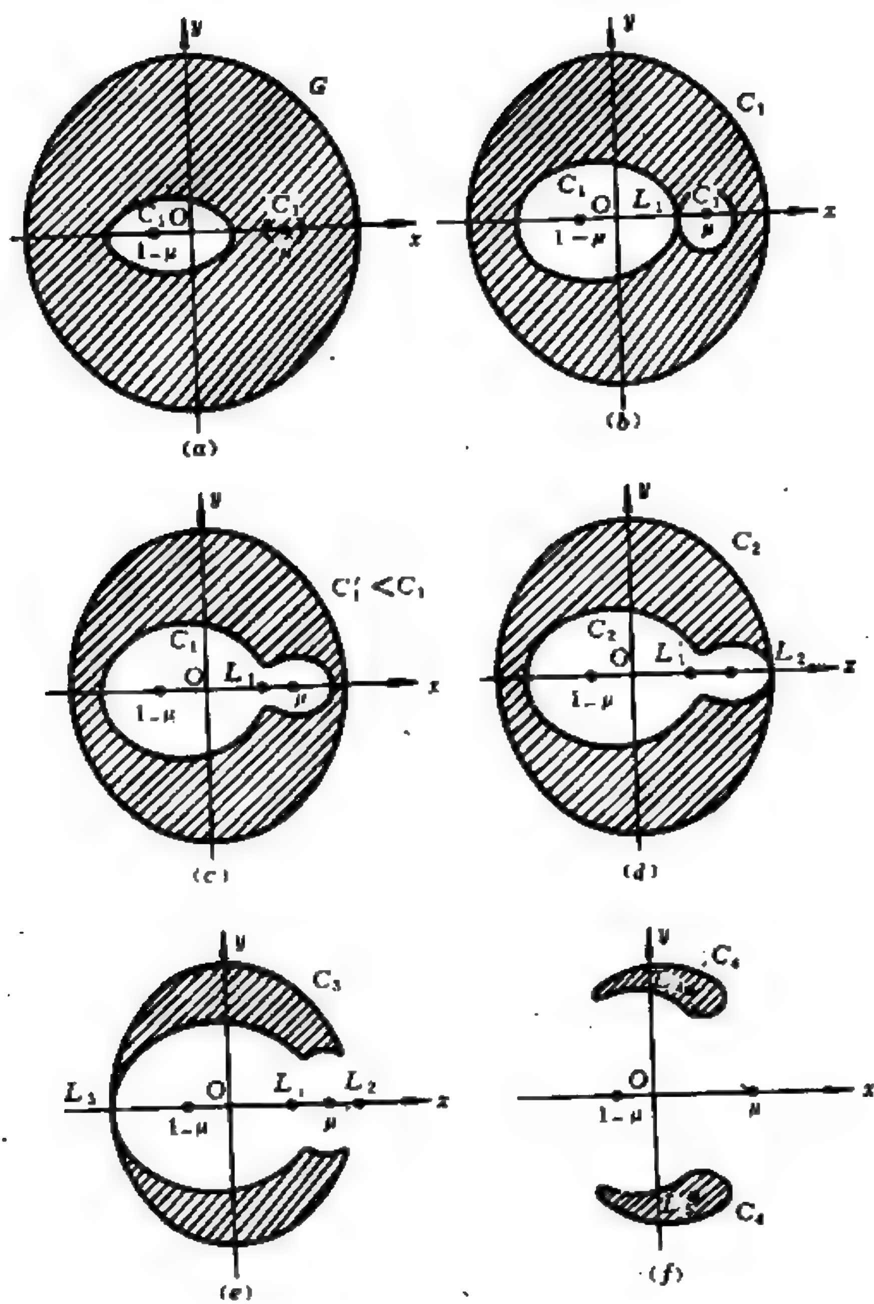


图 17.9 零速度面

点(见图 17.9(e))。C 值再继续缩小，两条蝌蚪曲线逐渐分开，在 L_3 点处又出现一个缺口，形成一条通道，随着 C 值的不断减小，两条闭曲线分开成对称于 x 轴的曲线并变小。此时小天体除两条闭曲线内部不能穿越运动外，其余空间都可以运动，当 C 值减小到 C_4 值时，两条闭曲线收缩为两个对称于 x 轴的点 L_4 和 L_5，它们也是零速度线的自交点亦即等边三角形秤动解。当 $C<C_4$ 时，零速度线不再存在，小天体 P 的运动将不受任何条件限制，即整个三维空间的任一位置，小天体 P 都能到达(见图 17.9(f))。

零速度面在限制性三体问题的定性研究和分析理论中都占有很重要的地位。近年来的研究表明，在椭圆型限制性三体问题及一般三体问题中也存在类似的希耳曲面。

§17.9　限制性三体问题的应用

限制性三体问题是三体问题中讨论得最多，解决得比较好的问题。由于它与许多实际天体情况比较接近，因此有较广泛的实用价值，本节主要介绍二种应用。

一、用于月球运动的讨论

在日、地、月组成的三体系统中，三体的质量比为 $m_{日}:m_{地}:m_{月}\simeq300,000:1:0.01$，三体之间的距离之比为 $r_{日,地}:r_{日,月}:r_{月,地}\simeq390:390:1$。根据这些比例可以计算出月球对太阳的吸引力是地球对太阳的吸引力的 10^{-2} 倍，月球对地球的吸引力是太阳对地球的吸引力的 5×10^{-3} 倍。因此，月球对日、地系统的影响与支配日、地二体系统运动的引力相比是一小量。在近似的情况下可以忽略月球对日、地的吸引力。同时，由于地球轨道偏心率只有 0.017，可以近似看作圆轨道，月球轨道和黄道的交角 $\simeq5^\circ$，也可以近似

地认为月球是在黄道面上运动。由此可见，在讨论月球运动时可将其近似处理为平面圆型限制性三体问题，以此作为月球运动理论的基础，而后考虑那些被忽略的因素，将它们作为摄动项处理。

二、用于月球火箭运动的研究

这时三体为地球、月球和月球火箭，月球火箭的质量与地球和月球的质量相比是十分微小的，另外，月球轨道的偏心率为0.055，月、地轨道面的夹角为5.15°。在发射火箭时，为了节省能量，往往使月球火箭始终保持在地月平面内运动，这样，月球火箭的运动完全可以用平面圆型限制性三体问题来作为近似模型。

除上述应用外，在讨论太阳、木星、小行星；太阳、小行星、行星际火箭以及太阳、木星、木星卫星等组成的三体问题时也常用限制性三体问题作为近似模型。

第十八章　摄动问题

在前两章的基础上，本章主要介绍天体力学中的一个重要组成部份——摄动理论的基本知识，包括摄动运动方程的建立，解法，解的结果及在实际问题中的应用。

§18.1　摄动理论简介

一、摄动的定义

在上一章(§17.4)中，已经讨论了用直角坐标表示的N体问题摄动运动方程。为了更广泛地研究摄动问题，现在从普遍意义上来描述摄动的基本概念和定义。

设质量为m的质点P相对于质量为M的中心体S作二体运动，在相对直角坐标系S-xyz中，P的运动方程可写为

$$\left.\begin{aligned}\ddot{x}&=-\frac{\mu}{r^3}x,\\ \ddot{y}&=-\frac{\mu}{r^3}y,\\ \ddot{z}&=-\frac{\mu}{r^3}z.\end{aligned}\right\}\tag{18.1}$$

其中$r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$，$\mu=G(M+m)$。

如果除S的引力外，P还受其他外力作用(包括坐标系S-xyz受外力影响的变化)，外力的总合力为$F(F_x, F_y, F_z)$，其大小记为F，且$F\ll$中心引力。此时，P点的运动方程可写为

$$
\left.\begin{aligned}
\ddot{x}&=-\frac{\mu}{r^3}x+\frac{F_x}{m},\\
\ddot{y}&=-\frac{\mu}{r^3}y+\frac{F_y}{m},\\
\ddot{z}&=-\frac{\mu}{r^3}z+\frac{F_z}{m}.
\end{aligned}\right\} \tag{18.2}
$$

一般将 F 称为摄动力，$\frac{F_x}{m}$，$\frac{F_y}{m}$，$\frac{F_z}{m}$ 称为 P 受 F 作用而产生的摄动加速度三分量。

当 $F=0$ 时，(18.2)式就是(18.1)式，即为二体问题，从第十六章的结果可知，直角坐标、速度与轨道根数之间有下列关系：

$$
\left.\begin{aligned}
x&=(r\cos f)l_1+(r\sin f)l_2,\\
y&=(r\cos f)m_1+(r\sin f)m_2,\\
z&=(r\cos f)n_1+(r\sin f)n_2.
\end{aligned}\right\} \tag{18.3}
$$

$$
\left.\begin{aligned}
\dot{x}&=\left(-\frac{a^2n}{r}\sin E\right)l_1+\left(\frac{a^2n\sqrt{1-e^2}}{r}\cos E\right)l_2,\\
\dot{y}&=\left(-\frac{a^2n}{r}\sin E\right)m_1+\left(\frac{a^2n\sqrt{1-e^2}}{r}\cos E\right)m_2,\\
\dot{z}&=\left(-\frac{a^2n}{r}\sin E\right)n_1+\left(\frac{a^2n\sqrt{1-e^2}}{r}\cos E\right)n_2.
\end{aligned}\right\} \tag{18.4}
$$

$$
\left.\begin{aligned}
&r=a(1-e\cos E),\\
&r\cos f=a(\cos E-e),\\
&r\sin f=a\sqrt{1-e^2}\sin E,\\
&E-e\sin E=M=n(t-\tau),\\
&n^2a^3=\mu=G(M+m).
\end{aligned}\right\} \tag{18.5}
$$

其中 l_1，m_1，n_1，l_2，m_2，n_2 都是轨道根数 i，Ω，ω 的函数。若给定某一时刻 P 的坐标和速度就可利用(18.3)式至(18.5)式求得 P 点的轨道根数，反之亦然。

当 $F\neq0$ 时，P 点的坐标和速度只有通过解方程组(18.2)式

才能得到，其结果与二体问题的解有所差别。设按(18.2)式解出的结果为

$$x'=x+\delta x,\ y'=y+\delta y,\ z'=z+\delta z.$$
$$\dot{x}'=\dot{x}+\delta\dot{x},\ \dot{y}'=\dot{y}+\delta\dot{y},\ \dot{z}'=\dot{z}+\delta\dot{z}.$$

这里(x', y', z')，$(\dot{x}', \dot{y}', \dot{z}')$与二体问题的坐标$(x, y, z)$和速度$(\dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$之间的差别$(\delta x, \delta y, \delta z)$，$(\delta\dot{x}, \delta\dot{y}, \delta\dot{z})$是由于摄动力而引起的增量，称为坐标摄动和速度摄动。(x', y', z')和$(\dot{x}', \dot{y}', \dot{z}')$分别叫做受摄坐标和受摄速度。由于摄动力引起坐标和速度的变化，又由(18.3)，(18.4)和(18.5)而引起轨道根数的变化，受摄轨道根数可记为

$$a'=a+\delta a,\quad e'=e+\delta e,\quad i'=i+\delta i,$$
$$\Omega'=\Omega+\delta\Omega,\ \omega'=\omega+\delta\omega,\ M_0'=M_0+\delta M_0.$$

同样，$(\delta a, \delta e, \delta i, \delta\Omega, \delta\omega, \delta M_0)$可称为轨道根数摄动，它们都是时间$t$的函数。通常把某一时刻$t$的受摄轨道根数叫做瞬时根数，它们所对应的轨道叫做瞬时轨道。

二、摄动理论的基本内容和方法

在有摄情况下，运动方程的形式和求解过程都较二体问题复杂得多。研究和确定各类摄动的变化规律的理论和方法称为摄动理论。

解决摄动问题，在数学上可以通过分析和数值两种定量方法来考虑。在摄动理论中把分析方法称为普遍摄动法，数值方法称为特殊摄动法。由于采取的变量不同，解决摄动问题的方法又常分为坐标摄动法和根数摄动法。

坐标摄动法是研究天体在真实轨道上的坐标和在中间轨道(可以是二体轨道，也可以是其他近似轨道)上的坐标之差。这个差值称为坐标摄动，按所取坐标系的不同，坐标摄动又分为直角

坐标摄动，球坐标摄动和其他坐标摄动。

根数摄动法是以轨道根数作为基本变量的摄动方法。根数摄动法最早是欧拉在十八世纪中期研究木星与土星的相互摄动时提出的，后来由拉格朗日加以改进。他根据常数变易法，引进拉格朗日括号，严格地导出了描述椭圆运动轨道根数变化的摄动运动方程——拉格朗日行星运动方程，而后用分析或数值方法求解。这是一个应用最广的方法，下面几节将具体介绍。

摄动理论不仅有丰富的理论内容，还有较高的实用价值。因为影响天体运动的摄动因素很多，只有准确掌握和分析各种摄动的特点并对其采取不同的计算方法，才能准确地计算天体的运动轨道。反之，通过精密的观测和准确掌握天体的运动规律，可以反测天体的质量，力学扁率，弹性模型，大气密度和各种引力场参数等等。

§18.2 拉格朗日行星运动方程

在受摄情况下，天体运动轨道根数的变化要比它的直角坐标的变化缓慢得多。因此，在实际处理时，采用轨道根数作为变量既有直观的轨道意义又便于计算。下面就来推出以轨道根数为变量的摄动运动方程——拉格朗日行星运动方程。

一、常数变易法

设质量为m的行星在运动过程中所受的摄动力为有势力，记为$\boldsymbol{F}=(F_x, F_y, F_z)=(mX, mY, mZ)$，$X$，$Y$，$Z$为$\boldsymbol{F}$所产生的摄动加速度的三个分量。有势力$\boldsymbol{F}$必然存在力函数$mR=mR(x, y, z)$，且满足关系式

$$\left.\begin{aligned} X&=\frac{\partial R}{\partial x},\\ Y&=\frac{\partial R}{\partial y},\\ Z&=\frac{\partial R}{\partial z}.\end{aligned}\right\}\tag{18.6}$$

此时，行星的摄动运动方程为

$$\left.\begin{aligned} \ddot{x}&=-\frac{\mu}{r^3}x+\frac{\partial R}{\partial x},\\ \ddot{y}&=-\frac{\mu}{r^3}y+\frac{\partial R}{\partial y},\\ \ddot{z}&=-\frac{\mu}{r^3}z+\frac{\partial R}{\partial z}.\end{aligned}\right\}\tag{18.7}$$

当 $R=0$ 时，上式即为无摄运动方程. 设 (x_0, y_0, z_0)、$(\dot{x}_0, \dot{y}_0, \dot{z}_0)$ 和 $(\ddot{x}_0, \ddot{y}_0, \ddot{z}_0)$ 分别为无摄运动时天体的坐标、速度和加速度三分量。引入函数 H_0，使得

$$H_0=\frac{1}{2}(\dot{x}^2+\dot{y}^2+\dot{z}^2)-\frac{\mu}{r}\tag{18.8}$$

则可将无摄运动方程写成一阶方程组的形式

$$\left.\begin{aligned} \ddot{x}_0&=-\frac{\partial H_0}{\partial x}, & \ddot{y}_0&=-\frac{\partial H_0}{\partial y}, & \ddot{z}_0&=-\frac{\partial H_0}{\partial z}.\\ \dot{x}_0&=\frac{\partial H_0}{\partial \dot{x}}, & \dot{y}_0&=\frac{\partial H_0}{\partial \dot{y}}, & \dot{z}_0&=\frac{\partial H_0}{\partial \dot{z}}.\end{aligned}\right\}\tag{18.9}$$

(18.9)式即为二体问题的运动方程组，在第十六章中已全部求出它的完全解，如(18.3)式，(18.4)式和(18.5)式所列，这些解可表为时间 t 和六个相互独立的轨道根数的函数，将无摄运动的坐标和速度用矢量形式表示为

$$\left.\begin{aligned} \boldsymbol{r}&=\boldsymbol{r}(a,\ e,\ i,\ \omega,\ \Omega,\ M_0,\ t),\\ \dot{\boldsymbol{r}}&=\dot{\boldsymbol{r}}(a,\ e,\ i,\ \omega,\ \Omega,\ M_0,\ t).\end{aligned}\right\}\tag{18.10}$$

当 $R\neq0$ 时，令函数

$$H=H_0-R=\frac{1}{2}(\dot{x}^2+\dot{y}^2+\dot{z})-\frac{\mu}{r}-R \qquad (18.11)$$

以此代入(18.7)式，并将其写成一阶方程组的形式得

$$\left.\begin{aligned}\ddot{x}=-\frac{\partial H}{\partial x},\quad \ddot{y}=-\frac{\partial H}{\partial y},\quad \ddot{z}=-\frac{\partial H}{\partial z}.\\ \dot{x}=\frac{\partial H}{\partial \dot{x}},\quad \dot{y}=\frac{\partial H}{\partial \dot{y}},\quad \dot{z}=\frac{\partial H}{\partial \dot{z}}.\end{aligned}\right\} \qquad (18.12)$$

比较(18.11)式，(18.12)式与(18.8)式、(18.9)式可知，H 与 H_0 的差别仅在于由摄动而产生的摄动函数，(18.9)式与(18.12)式形式上完全相同。由此可以假设在 $R\neq0$ 时，方程组(18.12)式的解也具有(18.10)式给出的形式，但是相应的轨道根数不再是常数而是时间 t 的函数，它们的变化是由于摄动存在而引起的。如果能找出这些轨道根数随摄动函数 R 变化的微分方程，解出这些方程，就可得出轨道根数的变化规律，以此代入(18.10)式所表示的形式解，最终就可得到在受摄情况下摄动运动方程的解。这样一种形式解的变换原理称为常数变易法，这是摄动理论中常用的一种原则性解法。

二、拉格朗日行星运动方程的推导

根据上述常数变易法原理，在有摄情况下，行星的坐标和速度仍可表为(18.10)式的形式，只是轨道根数不为常数，而是 t 的函数。为简便起见，令 $a_i(j=1,2,\cdots,6)$代替 a, e, i, ω, Ω, M_0 六个轨道根数，将(18.10)式两边对时间 t 求导数并写成分量的形式，则

$$\left.\begin{aligned}\frac{dx}{dt}=\frac{\partial x}{\partial t}+\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial x}{\partial a_i}\dot{a}_i,\\ \frac{dy}{dt}=\frac{\partial y}{\partial t}+\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial y}{\partial a_i}\dot{a}_i,\end{aligned}\right|$$

$$
\left.\begin{aligned}
\frac{dz}{dt}&=\frac{\partial z}{\partial t}+\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial z}{\partial a_i}\dot{a}_i,\\
\frac{d\dot{x}}{dt}&=\frac{\partial \dot{x}}{\partial t}+\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial \dot{x}}{\partial a_i}\dot{a}_i,\\
\frac{d\dot{y}}{dt}&=\frac{\partial \dot{y}}{\partial t}+\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial \dot{y}}{\partial a_i}\dot{a}_i,\\
\frac{d\dot{z}}{dt}&=\frac{\partial \dot{z}}{\partial t}+\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial \dot{z}}{\partial a_i}\dot{a}_i.
\end{aligned}\right\} \tag{18.13}
$$

其中 $\frac{\partial x}{\partial t}$，$\frac{\partial \dot{x}}{t}$ 等为求偏导数过程中将轨道根数视为与 t 无关的常数的一种运算。当 $R=0$ 时，与(18.9)式相对应有

$$
\left.\begin{aligned}
&\frac{dx}{dt}=\frac{\partial H_0}{\partial \dot{x}},\quad \frac{dy}{dt}=\frac{\partial H_0}{\partial \dot{y}},\quad \frac{dz}{dt}=\frac{\partial H_0}{\partial \dot{z}}\\
&\frac{d\dot{x}}{dt}=-\frac{\partial H_0}{\partial x},\frac{d\dot{y}}{dt}=-\frac{\partial H_0}{\partial y},\frac{d\dot{z}}{dt}=-\frac{\partial H_0}{\partial z}
\end{aligned}\right\} \tag{18.14}
$$

将上式与(18.13)式一起代入(18.12)式，可得出在 $R\neq0$ 的情况下的关系式

$$
\left.\begin{aligned}
\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial x}{\partial a_i}\dot{a}_i=0,\\
\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial y}{\partial a_i}\dot{a}_i=0,\\
\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial z}{\partial a_i}\dot{a}_i=0.
\end{aligned}\right\} \tag{18.15}
$$

$$
\left.\begin{aligned}
\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial \dot{x}}{\partial a_i}\dot{a}_i=\frac{\partial R}{\partial x},\\
\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial \dot{y}}{\partial a_i}\dot{a}_i=\frac{\partial R}{\partial y},\\
\sum_{i=1}^{6}\frac{\partial \dot{z}}{\partial a_i}\dot{a}_i=\frac{\partial R}{\partial z}.
\end{aligned}\right\} \tag{18.16}
$$

将 (18.15) 式中三个式子分别乘以 $\frac{\partial \dot{x}}{\partial a_1}$，$\frac{\partial \dot{y}}{\partial a_1}$，$\frac{\partial \dot{z}}{\partial a_1}$ 后，减去(18.16)式中三个式子依次乘以 $\frac{\partial x}{\partial a_1}$，$\frac{\partial y}{\partial a_1}$，$\frac{\partial z}{\partial a_1}$ 得

$$\left.\begin{aligned}\sum_{i=1}^{6}\left(\frac{\partial \dot{x}}{\partial a_i}\frac{\partial x}{\partial a_1}-\frac{\partial x}{\partial a_i}\frac{\partial \dot{x}}{\partial a_1}\right)\dot{a}_i=\frac{\partial R}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial a_1}\\ \sum_{i=1}^{6}\left(\frac{\partial \dot{y}}{\partial a_i}\frac{\partial y}{\partial a_1}-\frac{\partial y}{\partial a_i}\frac{\partial \dot{y}}{\partial a_1}\right)\dot{a}_i=\frac{\partial R}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial a_1}\\ \sum_{i=1}^{6}\left(\frac{\partial \dot{z}}{\partial a_i}\frac{\partial z}{\partial a_1}-\frac{\partial z}{\partial a_i}\frac{\partial \dot{z}}{\partial a_1}\right)\dot{a}_i=\frac{\partial R}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial a_1}\end{aligned}\right\}$$

以上三式相加得

$$\begin{aligned}&\sum_{i=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial x}{\partial a_1}\frac{\partial \dot{x}}{\partial a_i}-\frac{\partial \dot{x}}{\partial a_1}\frac{\partial x}{\partial a_i}\right)+\left(\frac{\partial y}{\partial a_1}\frac{\partial \dot{y}}{\partial a_i}-\frac{\partial \dot{y}}{\partial a_1}\frac{\partial y}{\partial a_i}\right)\right.\\ &\qquad\left.+\left(\frac{\partial z}{\partial a_1}\frac{\partial \dot{z}}{\partial a_i}-\frac{\partial \dot{z}}{\partial a_1}\frac{\partial z}{\partial a_i}\right)\right]\dot{a}_i\\ &\quad=\frac{\partial R}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial a_1}+\frac{\partial R}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial a_1}+\frac{\partial R}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial a_1}\end{aligned}\tag{18.17}$$

现在引入算符

$$\begin{aligned}[\dot{a}_r, a_s]=&\left(\frac{\partial x}{\partial a_r}\frac{\partial \dot{x}}{\partial a_s}-\frac{\partial \dot{x}}{\partial a_r}\frac{\partial x}{\partial a_s}\right)\\ &+\left(\frac{\partial y}{\partial a_r}\frac{\partial \dot{y}}{\partial a_s}-\frac{\partial \dot{y}}{\partial a_r}\frac{\partial y}{\partial a_s}\right)+\left(\frac{\partial z}{\partial a_r}\frac{\partial \dot{z}}{\partial a_s}-\frac{\partial \dot{z}}{\partial a_r}\frac{\partial z}{\partial a_s}\right)\\ =&\sum_{x,y,z}\left(\frac{\partial x}{\partial a_r}\frac{\partial \dot{x}}{\partial a_s}-\frac{\partial \dot{x}}{\partial a_r}\frac{\partial x}{\partial a_s}\right)\end{aligned}$$

$[a_r, a_s]$称为拉格朗日括号，它常用来表示某些变量之间的变换和运算关系。又因为摄动函数 R 仅为坐标的函数，因此

$$\frac{\partial R}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial a_1}+\frac{\partial R}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial a_1}+\frac{\partial R}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial a_1}=\frac{\partial R}{\partial a_1}$$

利用上式和拉格朗日括号的定义，可将(18.17)式简化为

同理可得

$$\left.\begin{aligned}&\sum_{i=1}^{6}[a_1, a_i]\,\dot{a}_i=\frac{\partial R}{\partial a_1},\\ &\sum_{i=1}^{6}[a_2, a_i]\,\dot{a}_i=\frac{\partial R}{\partial a_2},\\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\\ &\sum_{i=1}^{6}[a_6, a_i]\,\dot{a}_i=\frac{\partial R}{\partial a_6}.\end{aligned}\right\}\tag{18.18}$$

(18.18)式为 $\dot{a}_i$ 的线性微分方程组，只要计算出所有的拉格朗日括号，就可以得到 $\dot{a}_i$ 所满足的方程。在(18.18)式中共有 36 个拉格朗日括号，根据定义，拉格朗日括号应具有下列性质：

$$\left.\begin{aligned}&[a_r,\ a_r]=0,\\&[a_s,\ a_r]=-[a_r,\ a_s],\\&\frac{\partial}{\partial t}[a_r,\ a_s]=0.\end{aligned}\right\}\tag{18.19}$$

由此，只需求出 15 个拉格朗日括号。

利用坐标、速度与轨道根数之间的关系式(18.3)，(18.4)和(18.5)，可以逐个求出所需要的拉格朗日括号①，它们的结果是

$$\left.\begin{aligned}&[a,\ M_0]=-\frac{na}{2},\\&[e,\ M_0]=-\frac{na^2e}{1-e^2},\\&[\omega,\ a\ ]=\frac{na^2\sqrt{1-e^2}}{2},\\&[\Omega,\ a]=\frac{na\sqrt{1-e^2}}{2}\cos i,\\&[\Omega,\ i]=-na^2\sqrt{1-e^2}\sin i,\\&[a,\ e]=[a,\ i]=[e,\ \omega]=[M_0,\ \omega]\\&\quad=[i,\ e]=[i,\ M_0]=[i,\ \omega]=[\Omega,\ e]\\&\quad=[\Omega,\ M_0]=[\Omega,\ \omega]=0.\end{aligned}\right\}\tag{18.20}$$

将(18.20)式代入方程组(18.18)式，经整理后可得各轨道根数所满足的微分方程：

$$\begin{aligned}&\dot{a}=\frac{2}{na}\frac{\partial R}{\partial M_0},\\&\dot{e}=-\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial\omega}+\frac{1-e^2}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial M_0},\end{aligned}$$

① 可参阅赵进义编著:《天体力学》,上海科技出版社(1983)。

$$
\left.\begin{aligned}
\frac{di}{dt}&=\frac{-1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\frac{\partial R}{\partial \Omega}+\frac{\operatorname{ctg} i}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial \omega},\\
\dot{\omega}&=\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial e}-\frac{\operatorname{ctg} i}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial i},\\
\dot{M}_0&=-\frac{2}{na}\frac{\partial R}{\partial a}-\frac{1-e^2}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial e},\\
\dot{\Omega}&=\frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\frac{\partial R}{\partial i}.
\end{aligned}\right\} \quad (18.21)
$$

(18.21) 式是用行星轨道根数作为基本变量的摄动运动方程组，它是首先由拉格朗日在研究行星运动时推出的，在天体力学中称为拉格朗日行星运动方程。

上面所采用的是最常用的一组轨道根数形式，在许多具体问题中，可针对不同的要求选用不同的轨道根数组合形式，运用变量变换原理可以从 (18.21) 式推出相应的摄动运动方程。其他比较常见的轨道根数组合有：

1. 以 a, e, i, ε_0, $\tilde{\omega}$, Ω 为根数　这组根数是以 ε_0 和 $\tilde{\omega}$ 来代替 M_0 和 ω，它们之间的关系是

$$
\begin{aligned}
\varepsilon_0&=M_0+\omega+\Omega,\\
\tilde{\omega}&=\omega+\Omega.
\end{aligned}
$$

这样可以将三个角变量 $\varepsilon_0,\tilde{\omega},\Omega$ 都统一到以某一历元时刻的春分点为起算点，避免了 ω, Ω, M_0 的起算点各不相同的麻烦。这组根数所满足的方程形式为

$$
\begin{aligned}
\dot{a}&=\frac{2}{na}\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_0},\\
\dot{e}&=-\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial \tilde{\omega}}+\frac{(1-e^2)-\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_0},
\end{aligned}
$$

$$\left.\begin{aligned}
\frac{di}{dt}&=-\frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\frac{\partial R}{\partial \Omega}\\
&\quad-\frac{\operatorname{tg}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\left(\frac{\partial R}{\partial \tilde{\omega}}+\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_0}\right),\\
\dot{\varepsilon}_0&=-\frac{2}{na}\frac{\partial R}{\partial a}+\frac{\operatorname{tg}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial i}\\
&\quad-\frac{(1-e^2)-\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial e},\\
\dot{\tilde{\omega}}&=\frac{\operatorname{tg}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial i}+\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial e},\\
\dot{\Omega}&=\frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\frac{\partial R}{\partial i}.
\end{aligned}\right\}\tag{18.22}$$

2．消除小偏心率困难的轨道根数 a，i，h，k，ε_0，Ω 在(18.21)和(18.22)两式中都含有以偏心率 e 作为分母的项。在太阳系中行星或小行星的偏心率都比较小，这样就可能使这些项的系数很大，以致解微分方程遇到困难，为此引入根数 h，k 来代替 e，$\tilde{\omega}$，令

$$h=e\sin\tilde{\omega},\quad k=e\cos\tilde{\omega}.\tag{18.23}$$

经变换后 h，k 所满足的方程为

$$\left.\begin{aligned}
\dot{h}&=\frac{\sqrt{1-h^2-k^2}}{na^2}\frac{\partial R}{\partial k}-\frac{\sqrt{1-h^2-k^2}}{na^2}\\
&\quad\times\frac{h}{1+\sqrt{1-h^2-k^2}}\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_0}+\frac{k\operatorname{tg}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-h^2-k^2}}\frac{\partial R}{\partial i},\\
\dot{k}&=-\frac{\sqrt{1-h^2-k^2}}{na^2}\frac{\partial R}{\partial h}-\frac{\sqrt{1-h^2-k^2}}{na^2}\\
&\quad\times\frac{k}{1+\sqrt{1-h^2-k^2}}\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_0}-\frac{h\operatorname{tg}\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-h^2-k^2}}\frac{\partial R}{\partial i}.
\end{aligned}\right\}\tag{18.24}$$

在上式中已消去了小偏心率 e 作为分母的困难。

3. 消除小倾角困难的轨道根数 a, e, ω, ε_0, p, q 与上述相类似，在(18.22)式的 i 和 Ω 方程中含有 $\sin i$ 作为分母，大多数的行星和小行星 i 都比较小，这就造成小倾角作分母的困难，为解决这个问题，引入根数 p，q，使得

$$p=\sin i\sin\Omega,\quad q=\sin i\cos\Omega. \tag{18.25}$$

变换后可得相应的方程为

$$\left.\begin{aligned}\dot{p}=&\frac{\sqrt{1-p^2-q^2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial q}\\&-\frac{p\sqrt{1-p^2-q^2}}{na^2\sqrt{1-e^2}(1+\sqrt{1-p^2-q^2})}\left(\frac{\partial R}{\partial\tilde{\omega}}+\frac{\partial R}{\partial\varepsilon_0}\right),\\\dot{q}=&-\frac{\sqrt{1-p^2-q^2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial p}\\&-\frac{q\sqrt{1-p^2-q^2}}{na^2\sqrt{1-e^2}(1+\sqrt{1-p^2-q^2})}\left(\frac{\partial R}{\partial\tilde{\omega}}+\frac{\partial R}{\partial\varepsilon_0}\right).\end{aligned}\right\}\tag{18.26}$$

上式中已消除了含 $\sin i$ 作为分母的项。

§18.3 摄动力三分量表示的摄动运动方程

在许多实际问题中，行星所受的摄动力不完全是有势力，如果摄动力是非势的耗散力，则就不存在摄动函数，拉格朗日行星运动方程就不适用，而必须直接用摄动力来表示摄动运动方程。

图 18.1 表示日心天球 O-XYZ 系为日心黄道直角坐标系，大圆 XNY 为黄道，X 轴指向春分点，N 为被摄动行星的轨道面与黄道面的升交点。

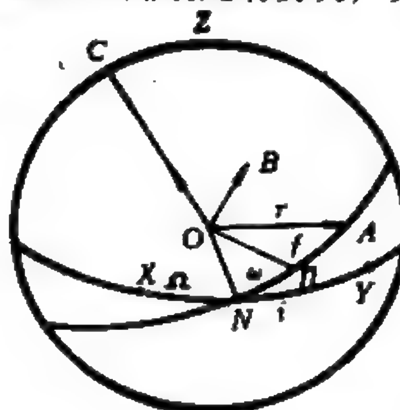


图 18.1 摄动力的三分量表示

如果行星所受的摄动力 F 产生的加速度在 O-XYZ 系中的分量为 X, Y, Z，则行星的摄动运动方程可写为

$$
\left.\begin{aligned}
\ddot{x}&=-\frac{\mu x}{r^3}+X,\\
\ddot{y}&=-\frac{\mu y}{r^3}+Y,\\
\ddot{z}&=-\frac{\mu z}{r^3}+Z.
\end{aligned}\right\} \tag{18.27}
$$

由于行星是沿椭圆轨道运动，要得到加速度分量与轨道根数之间的关系是比较困难的，因而(18.27)式的求解相当复杂。为了便于求解，往往将摄动加速度分解为与行星运动轨道有关的三个分量。如图 18.1 所示，建立 O-ABC 坐标系，AB 平面就是行星轨道面。OA 轴即为某一 t 时刻行星的向径方向，OB 轴在 AB 平面上与向径相垂直且以沿着行星运动正方向为正，OC 轴为行星轨道面法线方向，与 OA, OB 成右手正交系。设 S, T, W 为摄动加速度在 O-ABC 系中的三分量，这样就将摄动加速度与轨道运动相联系起来。

按轨道根数的定义，图 18.1 中，$\widehat{XN}=\Omega$, $\widehat{N\Pi}=\omega$, $\angle \Pi NY=i$ (Π 为轨道近日点在天球上的投影)，$\widehat{\Pi A}=f$, $\widehat{NA}=u=\omega+f$。利用旋转矩阵法，O-XYZ 系只需经过三次旋转就可与 O-ABC 系重合。第一次是绕 Z 轴逆时针转 Ω 角；第二次绕 ON 轴逆时针转 i 角；第三次是绕 C 轴逆时针旋转 $u=\omega+f$ 角。最终 (X, Y, Z) 与 (S, T, W) 之间的关系可以用旋转矩阵表示为

$$
\begin{pmatrix} S \\ T \\ W \end{pmatrix}=R(Z,\ u)\cdot R(X,\ i)\cdot R(Z,\ \Omega)\cdot\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}.
$$

写成分量的形式为

$$
\left.\begin{aligned}
S&=l_1X+m_1Y+n_1Z,\\
T&=l_2X+m_2Y+n_2Z,\\
W&=l_3X+m_3Y+n_3Z.
\end{aligned}\right\}\tag{18.28}
$$

反之，亦可得

$$
\left.\begin{aligned}
X&=l_1S+l_2T+l_3W,\\
Y&=m_1S+m_2T+m_3W,\\
Z&=n_1S+n_2T+n_3W.
\end{aligned}\right\}\tag{18.29}
$$

其中

$$
\left.\begin{aligned}
l_1&=\cos\Omega\cos u-\sin\Omega\sin u\cos i,\\
m_1&=\sin\Omega\cos u+\cos\Omega\sin u\cos i,\\
n_1&=\sin u\sin i,\\
l_2&=-\cos\Omega\sin u-\sin\Omega\cos u\cos i,\\
m_2&=-\sin\Omega\sin u+\cos\Omega\cos u\cos i,\\
n_2&=\cos u\sin i,\\
l_3&=\sin\Omega\sin i,\\
m_3&=-\cos\Omega\sin i,\\
n_3&=\cos i.
\end{aligned}\right\}\tag{18.30}
$$

有两种推导方法可以得出 S，T，W 表示的摄动运动方程：

1．摄动函数转换法　这是较常见的一种方法，其主要思路是，假设摄动力存在摄动函数 R，满足关系 $X=\frac{\partial R}{\partial x}$，$Y=\frac{\partial R}{\partial y}$，$Z=\frac{\partial R}{\partial z}$，而后利用(18.28)式、(18.30)式（$X$，$Y$，$Z$）与（$S$，$T$，$W$）之间的关系，以及(18.3)—(18.5)三式内给出的直角坐标与轨道根数之间的关系将拉格朗日行星运动方程转换为以 S，T，W 三分量表示的摄动运动方程。

设 $R(x,\ y,\ z)$ 为摄动力 $\boldsymbol{F}$ 所产生的摄动函数，σ 为任一轨道根数，则

$$\frac{\partial R}{\partial \sigma}=\frac{\partial R}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial \sigma}+\frac{\partial R}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial \sigma}+\frac{\partial R}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial \sigma}. \qquad (18.31)$$

根据(18.3)—(18.5)可以得出 $\frac{\partial x}{\partial \sigma}$，$\frac{\partial y}{\partial \sigma}$ 和 $\frac{\partial z}{\partial \sigma}$，又利用(18.28)—(18.30)可以将 $\frac{\partial R}{\partial x}$，$\frac{\partial R}{\partial y}$，$\frac{\partial R}{\partial z}$ 转换为 S，T，W，因此 (18.31)式可以转化为

$$\frac{\partial R}{\partial \sigma}=S\frac{\partial r}{\partial \sigma}+rT\left(n_3\frac{\partial \Omega}{\partial \sigma}+\frac{\partial u}{\partial \sigma}\right)+rW\left(-n_2\frac{\partial \Omega}{\partial \sigma}+\sin u\frac{\partial i}{\partial \sigma}\right). \qquad (18.32)$$

如果不考虑平近点角 M 中隐含的 a，利用(18.5)式可得

$$\frac{\partial r}{\partial \sigma}=\frac{r}{a}\frac{\partial a}{\partial \sigma}-a\cos f\frac{\partial e}{\partial \sigma}+\frac{a^2 e\sin E}{r}\frac{\partial M_0}{\partial \sigma}. \qquad (18.33)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \sigma}=\frac{\partial \omega}{\partial \sigma}+\left(\frac{1}{1-e^2}+\frac{a}{r}\right)\sin f\frac{\partial e}{\partial \sigma}+\frac{a^2\sqrt{1-e^2}}{r^2}\frac{\partial M_0}{\partial \sigma}. \qquad (18.34)$$

将(18.33)式和(18.34)式代入(18.32)式得

$$\begin{aligned}\frac{\partial R}{\partial \sigma}=&\left[\frac{r}{a}\frac{\partial a}{\partial \sigma}-a\cos f\frac{\partial e}{\partial \sigma}+\frac{a^2 e\sin E}{r}\frac{\partial M_0}{\partial \sigma}\right]\cdot S\\&+\left[\cos i\frac{\partial \Omega}{\partial \sigma}+\frac{\partial \omega}{\partial \sigma}+\left(\frac{1}{1-e^2}+\frac{a}{r}\right)\sin f\frac{\partial e}{\partial \sigma}\right.\\&\left.+\frac{a^2\sqrt{1-e^2}}{r^2}\frac{\partial M_0}{\partial \sigma}\right]\cdot rT\\&+\left[-\cos u\sin i\frac{\partial \Omega}{\partial \sigma}+\sin u\frac{\partial i}{\partial \sigma}\right]\cdot rW. \qquad (18.35)\end{aligned}$$

将 σ 换以各个轨道根数代入上式可得

$$\begin{aligned}&\frac{\partial R}{\partial a}=\frac{r}{a}\cdot S,\\&\frac{\partial R}{\partial e}=-a\cos f\cdot S+r\left(\frac{1}{1-e^2}+\frac{a}{r}\right)\sin f\cdot T,\end{aligned}$$

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial R}{\partial i}=r\sin u\cdot W,\\
&\frac{\partial R}{\partial \Omega}=r\cos i\cdot T-r\cos u\sin i\cdot W,\\
&\frac{\partial R}{\partial \omega}=rT,\\
&\frac{\partial R}{\partial M_0}=\frac{a^2e\sin E}{r}S+\frac{a^2\sqrt{1-e^2}}{r}\cdot T.
\end{aligned}\right\}\tag{18.36}$$

再以 (18.36) 式代入拉格朗日行星运动方程即可得以摄动力三分量 S, T, W 表示的方程

$$\left.\begin{aligned}
&\dot{a}=\frac{2}{n\sqrt{1-e^2}}\left[e\sin f\cdot S+\frac{p}{r}\cdot T\right],\\
&\dot{e}=\frac{\sqrt{1-e^2}}{na}[\sin f\cdot S+(\cos f+\cos E)\cdot T],\\
&\frac{di}{dt}=\frac{r\cos u}{na^2\sqrt{1-e^2}}W,\\
&\dot{\Omega}=\frac{r\sin u}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}W,\\
&\dot{\omega}=\frac{\sqrt{1-e^2}}{nae}\left[-\cos f\cdot S+\left(1+\frac{r}{p}\right)\sin f\cdot T\right]\\
&\qquad-\frac{r\,\mathrm{ctg}\,i\sin u}{na^2\sqrt{1-e^2}}W,\\
&\dot{M}_0=\left(\frac{1-e^2}{nae}\cos f-\frac{2r}{na^2}\right)\cdot S\\
&\qquad-\frac{1-e^2}{nae}\left(1+\frac{r}{p}\right)\sin f\cdot T.
\end{aligned}\right\}\tag{18.37}$$

(18.37)式又称为牛顿方程。

2. 直接推导法　这种方法不必假设存在摄动函数，而是直接从 (18.27) 式出发，利用动量矩积分和能量积分等关系推出以轨道根数为变量，摄动力三分量表示的摄动运动方程。在此，仅以 $\dot{a}$ 的方程推导为例来说明这种方法的原理。

将摄动运动方程(18.27)式写成矢量的形式为

$$\ddot{\boldsymbol{r}}=-\frac{\mu}{r^3}\boldsymbol{r}+\boldsymbol{F}. \tag{18.38}$$

将二体问题的活力公式写为

$$v^2=\dot{\boldsymbol{r}}\cdot\dot{\boldsymbol{r}}=\mu\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right).$$

在受摄情况下，二体问题积分中的轨道根数都要视为时间 t 的函数，因而上式两边对 t 微商得

$$2\dot{\boldsymbol{r}}\cdot\ddot{\boldsymbol{r}}=-\frac{2\mu}{r^3}\boldsymbol{r}\cdot\dot{\boldsymbol{r}}+\frac{\mu}{a^2}\dot{a}.$$

将(18.38)式代入上式可得

$$\dot{a}=\frac{2a^2}{\mu}\dot{\boldsymbol{r}}\cdot\boldsymbol{F}.$$

设 $\boldsymbol{F}$ 的三分量为(S, T, W)，而 $\dot{\boldsymbol{r}}$ 在 O-ABC 系中的三分量为($\dot{r}$, $r\dot{f}$, 0)，故上式成为

$$\dot{a}=\frac{2a^2}{\mu}(\dot{r}S+r\dot{f}T).$$

利用二体问题的积分关系可得

$$\dot{r}=\sqrt{\frac{\mu}{p}}\,e\sin f,\quad r\dot{f}=\sqrt{\frac{\mu}{p}}\,\frac{p}{r}=\frac{\sqrt{\mu p}}{r},$$

$$\mu=n^2a^3.$$

代入 $\dot{a}$ 的方程，即有

$$\dot{a}=\frac{2}{n\sqrt{1-e^2}}\left(e\sin f\cdot S+\frac{p}{r}T\right)$$

这就是 (18.37) 式中的第一式。对于其余的根数，可根据类似的原理推出，这里不一一介绍。

为了讨论方便起见，有时还将摄动力 $\boldsymbol{F}$ 产生的加速度分解为 U, N, W 三个分量。其中，U 是任一 t 时刻行星运动速度的正方向，即轨道面的切线方向；N 是垂直于 U 在轨道平面内的轨

道内法线方向；W 仍为轨道平面的法线方向。

如图 18.2 所示，设 θ 为 t 时刻行星速度正方向与向径方向之间的交角，则有转换关系

$$\left.\begin{aligned} U &= S\cdot\cos\theta + T\cdot\sin\theta, \\ N &= -S\cdot\sin\theta + T\cdot\cos\theta. \end{aligned}\right\} \tag{18.39}$$

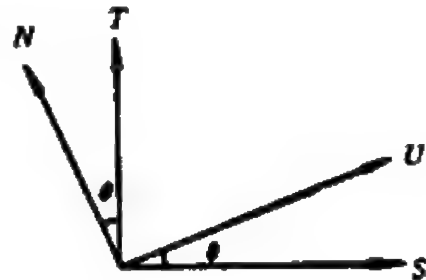


图 18.2 (S, T, W) 与 (U, N, W) 之间的转换

反之亦得

$$\left.\begin{aligned} S &= U\cdot\cos\theta - N\cdot\sin\theta, \\ T &= U\cdot\sin\theta + N\cdot\cos\theta. \end{aligned}\right\} \tag{18.40}$$

从图 18.2 可知，设速度在径向和横向的分量分别为 $\dot{r}$, $r\dot{f}$，则有

$$\mathrm{tg}\,\theta = \frac{r\,df}{dr}.$$

利用二体问题的积分关系可推得

$$\mathrm{tg}\,\theta = \frac{1+e\cos f}{e\sin f}.$$

因此有

$$\left.\begin{aligned} \cos\theta &= \frac{e\sin f}{\sqrt{1+2e\cos f+e^2}}, \\ \sin\theta &= \frac{1+e\cos f}{\sqrt{1+2e\cos f+e^2}}. \end{aligned}\right\} \tag{18.41}$$

代入(18.40)式可得$(S,\ T,\ W)$与$(U,\ N,\ W)$之间的关系

$$\left.\begin{aligned} S &= \frac{e\sin f}{\sqrt{1+2e\cos f+e^2}}U - \frac{1+e\cos f}{\sqrt{1+2e\cos f+e^2}}N, \\ T &= \frac{1+e\cos f}{\sqrt{1+2e\cos f+e^2}}U + \frac{e\sin f}{\sqrt{1+2e\cos f+e^2}}N, \\ W &= W. \end{aligned}\right\} \tag{18.42}$$

将(18.42)式代入牛顿方程(18.37)式就可得到以摄动加速度三分量 U, N, W 表示的摄动运动方程。

§ 18.4 瞬时椭圆，几种常见的摄动

一、瞬时椭圆

前面几节已利用常数变易法原理推出了拉格朗日行星运动方程和用摄动力三分量表示的牛顿方程，如果将这些方程解出得到各轨道根数随时间的变化规律，再将这些结果代入无摄运动的解就可得行星在真实轨道上的运动规律。摄动运动的这种理论推导也可以利用瞬时椭圆的概念来作几何的直观的解释。

由于在受摄情况下，轨道根数是时间的函数，给定一个时刻 t，就可以得出 t 时刻相应的轨道根数，也就是确定了一条圆锥曲线轨道，这种轨道称为瞬时轨道，对于作椭圆运动的天体，瞬时轨道是椭圆，叫做瞬时椭圆。因为将轨道根数视为变量时，无摄运动的积分在受摄时仍适用，将 t 时刻的轨道根数代入无摄运动所确定的坐标和速度与根数的函数关系

$$\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}(a,\ e,\ i,\ \omega,\ \Omega,\ M_0,\ t),$$
$$\dot{\boldsymbol{r}}=\dot{\boldsymbol{r}}(a,\ e,\ i,\ \omega,\ \Omega,\ M_0,\ t).$$

中去，就可确定 t 时刻天体在瞬时椭圆上的坐标和速度，这也是 t 时刻天体在真实轨道上的受摄坐标和速度。这就说明，在任一时刻 t，天体在真实轨道上所具有的坐标和速度值与它在此时刻相应的瞬时轨道上的坐标和速度值完全相同，因此，在 t 时刻瞬时轨道应与真实轨道相切，切点就是此时刻天体所在的位置。

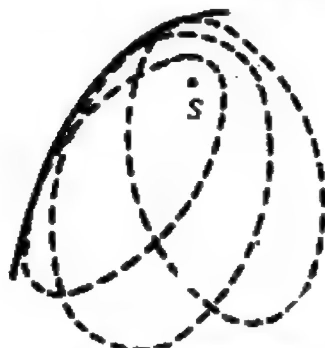


图 18.3 瞬时椭圆

如图 18.3 所示，在瞬时椭圆与真实轨道的相切点，瞬时坐标 瞬时速度与天体的真实坐标和真实速度相同但瞬时

加速度与真实加速度不相同，前者是椭圆运动加速度，后者则是天体的真实运动加速度。两者之差就是摄动力引起的摄动加速度。这种摄动加速度的作用，使得天体在 $t+\Delta t$ 时刻将离开 t 时刻的瞬时椭圆，而走上此时刻的瞬时椭圆，依此类推。这就直观地表明，瞬时椭圆是以时间 t 为参数的轨道曲线族，而此曲线族中的每一条轨道都与真实轨道相切。从微分几何的观点来说，天体的真实轨道是瞬时椭圆轨道族的包络线。

瞬时椭圆的定义也表示，一旦摄动作用消失，天体将沿着此时刻的瞬时椭圆作二体运动。因此，瞬时椭圆概念的引进保证了在二体问题中由坐标和速度分量组合成的一切关系式，二体问题的积分，各近点角之间的关系以及轨道根数的偏微商关系式等等在受摄运动中仍然成立，完全适用。但是必须注意，由于瞬时加速度不同于真实加速度，故凡涉及对时间进行微商运算的关系式在受摄运动中不一定能应用。可见，瞬时椭圆概念的引入使摄动问题与二体问题密切联系起来，为解决摄动问题提供了实际的直观的依据。

在实际天体的运动中，有很多例子可以说明瞬时椭圆的实际意义。最明显的一个实例是天体在太阳辐射压摄动下的运动，当辐射压起作用时，天体的瞬时椭圆不断变化，但当天体进入一个阳光照不到的阴影区时，辐射压消失，天体就沿着入影点时刻的瞬时椭圆运动下去直至跑出这个阴影区为止。

二、太阳系中几种常见的摄动因素

1．太阳系内其他天体所产生的摄动　在太阳系内，行星在运动中除受太阳的中心引力外，最重要的是受其他天体的吸引力作用，这些吸引力相对于中心引力而言是小量，因此都作为摄动因素，由于摄动力是有势力，存在摄动函数 正如第十七章中（17.59）

式所给出的那样，某个行星受另外 n 个行星吸引所产生的摄动函数可表为

$$R=\sum_{j=1}^{n} Gm_j\left(\frac{1}{\Delta}-\frac{xx_j+yy_j+zz_j}{r_j^3}\right)$$

关于 R 中各项的含义及所满足的摄动运动方程等前面已讨论过，不再多述。

2. 径向摄动力　这种摄动力是沿被摄动体的向径方向，一般称为径向摄动力或中心摄动力，它们是向径的函数，仅与天体的坐标有关。在具体讨论时，可根据函数形式的复杂程度而采用不同的摄动运动方程。如果径向摄动力所产生的摄动函数比较容易得出，则可以用拉格朗日行星运动方程来讨论。如果形式比较复杂，则可直接用摄动力三分量表示的牛顿方程，因为摄动力仅为 S 方向，$T=0$，$W=0$，相应的方程形式可简化为

$$\left.\begin{aligned}
\dot{a}&=\frac{2a^2e\sin f}{\sqrt{\mu p}}S,\\
\dot{e}&=\sqrt{\frac{p}{\mu}}\sin f\cdot S,\\
\dot{\omega}&=-\sqrt{\frac{p}{\mu}}\ \frac{\cos f}{e}\cdot S,\\
\dot{M}_0&=\sqrt{\frac{p}{\mu}}\ \frac{\sqrt{1-e^2}}{e}\left(\cos f-\frac{2er}{p}\right)S,\\
\frac{di}{dt}&=\frac{d\Omega}{dt}=0,\\
\dot{p}&=\dot{a}(1-e^2)-2ae\dot{e}=\frac{2\sqrt{p}}{\sqrt{\mu}}T=0.
\end{aligned}\right\}\quad(18.43)$$

由此可得

$p=p_0$，$i=i_0$，$\Omega=\Omega_0$ 都是常数。这说明径向摄动力不论是何种形式，对轨道平面的空间位置没有影响，由于 $h=\sqrt{\mu p}=$ 常数，因此，在径向摄动下，天体运动的总动量矩大小和方向保持不变。又根据(18.43)的第一式和第二式可知

$$\dot{a}=\frac{2a^2e}{p}\dot{e}.$$

即 $\dot{a}$ 和 $\dot{e}$ 同号，a 和 e 同时增大或减小。

在太阳系中最常见的几种径向摄动力有：

(1) 中心天体的非球形。此时，中心体不能视为质点在特殊情况下，中心体吸引力所产生的势函数可写为

$$U=\frac{GM}{r}+G\sum_{l=1}^{\infty}\frac{A_{2l}}{r^{2l+1}}.$$

于是，中心体非球对称部分产生的摄动加速度为

$$S=-G\sum_{l=1}^{\infty}\frac{(2l+1)A_{2l+1}}{r^{2l+2}}.$$

其中 M 为中心体质量，A_{2l} 为与中心体内部密度分布有关的常系数。

(2) 中心天体的辐射压力。最常见的是太阳的光压力，光压力所产生的摄动加速度为

$$S=\frac{k}{r^2}\qquad k\text{ 为辐射系数。}$$

(3) 中心天体的质量变化。许多天体都有大量的微粒辐射和电磁辐射，这些辐射作用使中心天体的质量随时间而不断减小，即 $M=M_0-M(t)$。M_0 为中心天体原始质量。中心体的吸引力则成为

$$\boldsymbol{F}=\frac{-GMm}{r^2}\frac{\boldsymbol{r}}{r}=\frac{-GM_0m}{r^2}\frac{\boldsymbol{r}}{r}+\frac{GM(t)m}{r^2}\cdot\frac{\boldsymbol{r}}{r}.$$

因此
$$S=\frac{GM(t)}{r^2},\quad T=W=0.$$

3. 介质阻尼力　绝大多数天体在运动过程中都受星际介质或气体的阻尼作用，特别是在讨论人造地球卫星的运动时，大气阻力是不可忽视的摄动因素。大气阻力是与天体运动速度方向相反的力，即沿着与轨道切线方向相反的方向作用，此时有：

$$U=-F,\ N=0,\ W=0。$$

因此，按(18.40)式得

$$\left.\begin{aligned} S&=-\frac{e\sin f}{\sqrt{1+2e\cos f+e^2}}F,\\ T&=-\frac{1+e\cos f}{\sqrt{1+2e\cos f+e^2}}F. \end{aligned}\right\} \tag{18.44}$$

将上式代入(18.37)式即可得相应的摄动运动方程。

在一般情况下，介质阻尼力 F 与天体运动速度大小 v 的 k 次方成正比，如果不考虑介质本身的运动，则

$$\left.\begin{aligned} U&=-F=-A\rho v^k\\ &=-A\rho\left(\frac{\mu}{p}\right)^{\frac{k}{2}}(1+2e\cos f+e^2)^{\frac{k}{2}}\\ N&=0\\ W&=0 \end{aligned}\right\} \tag{18.45}$$

其中 A 是阻尼系数，为常数，ρ 为介质密度。将上式代入牛顿方程(18.37)后可知，介质阻尼力对 i, Ω 没有影响，即不会引起天体运动轨道平面在空间位置的变化。对其它几个根数都有影响，特别是轨道半长径 a 的变化方程为

$$\dot{a}=-2A\rho\left(\frac{\mu}{p}\right)^{\frac{k}{2}}\frac{(1+2e\cos f+e^2)^{\frac{k+1}{2}}}{n\sqrt{1-e^2}} \tag{18.46}$$

在上式中所有的量都是正值，因此 $\dot{a}<0$。这说明，任何运动天体在介质阻尼力的摄动作用下，轨道半长径 a 将不断单调减小。正是由于这个原因，人造地球卫星在大气阻力作用下轨道越来越小，越来越接近地面，直至陨落。

§18.5 解摄动运动方程的基本方法

本节概要地介绍天体力学中解摄动运动方程的三种方法：分

析方法、数值方法和定性方法。

(1) 天体力学分析方法是最经典的一种解法。它采用级数展开方法求出摄动运动方程的近似解，将天体的受摄坐标和受摄轨道根数表示为时间或各种近点角的级数。分析方法是摄动理论的主要内容，其课题主要有两大类：一类是具体天体的摄动理论，如月球运动理论，大行星运动理论，人造地球卫星运动理论等等。另一类是解决摄动问题的共同性或关键性的问题，如摄动函数展开问题、中间轨道理论和变换理论。

分析方法是最早提出，研究得最深入的一种方法。尽管它给出的是一种近似解，但仍能从中了解到天体运动及轨道变化的一些特征。但近年来，由于各种新技术的应用以及快速大型电子计算机的发展，使得观测精度大大提高，观测资料数量陡增，以致原有的分析方法和各种天体运动理论急需更新，这就使分析方法面临着严峻的考验。

(2) 天体力学数值方法就是在求解天体摄动运动方程时所采用的常微分方程的数值解法，又称为特殊摄动法。它的主要内容有：天体在某些具体时刻的受摄坐标，受摄速度和受摄轨道根数的数值计算；各种计算方法收敛性，稳定性的研究和改进；计算误差的积累和传播规律的讨论。由于电子计算机的广泛使用，使数值方法得到迅速发展。目前，对于解决时间范围不长（例如在天体运动一百个周期以内）的天体运动问题一般都直接采用数值方法。特别是在人造卫星的精密定轨工作中及外行星的星历表计算等问题中数值方法是主要研究手段。近年来，在小恒星系统及 N 体问题的研究中，也常用数值方法进行数值探索工作。

常用的数值计算方法有：以直角坐标为变量的科威耳方法，它是求多体问题数值解的主要方法；以天体直角坐标的摄动量为变量的恩克方法，它常用于计算短周期彗星和月球火箭的轨道；

以轨道根数或天体坐标和速度为变量的亚当斯方法和龙格-库塔方法，它们常用于计算人造卫星的轨道。随着各种计算方法和技术的改进，数值方法正受到越来越广泛的重视。

分析方法和数值方法都是定量方法，由于分析展开式的收敛性及数值计算误差的累积等问题无法根本解决，使得这两种方法只能用于天体在有限间隔内的运动状况的研究。

(3) 天体力学定性方法主要研究天体在相对长（包括趋于无穷）时间内的运动状态和天体运动轨道在运动方程奇点（包括无穷大值、多值和不定值三种奇点）附近的性质。它不是具体去求解天体的轨道，而是探讨这些运动的特性，因此又称为定性理论。

定性理论属于常微分方程定性理论的范畴，近二十年来发展较快，其主要内容可分为三部分：一是研究天体在紧密接近时轨道剧烈变化而产生的碰撞问题，俘获问题和交换问题；二是研究时间趋于无穷时的运动特性，如天体特殊轨道的存在性、稳定性和周期解理论等；第三是研究运动的全局性质，运动区域及太阳系的稳定性等。

上述三种基本方法各有特色，相辅相成。近年来在讨论实际问题时常将这几种方法相互渗透，交叉应用。例如半分析半数值方法就是分析方法和数值方法相结合的产物。又如，定性理论中的俘获问题、特殊轨道的存在性问题等也常用数值计算来检验。这三种基本方法都不是很完善的，必须对各种方法进行更深入的研究，使其改进和发展，才能适应日益发展的天文理论和观测精度的要求。

§18.6 摄动运动方程的分析解法原理

作为天文学基础教程，在本书中仅讲述经典的较为完善的天

体力学分析方法。本节主要介绍摄动运动方程的分析解法原理和步骤。

考察在 § 18.4 中所介绍的各类摄动因素，可以发现它们都包含小量因子。例如，在考虑其他行星所产生的摄动时，摄动行星对被摄动行星吸引产生的摄动函数中包含有摄动行星的质量。在太阳系中，最大行星——木星的质量也仅为太阳的 $\frac{1}{1047}$，因此可将摄动行星的质量视为小量。如果摄动因素是中心体的非球形或介质阻尼，则这些摄动力内都含有中心体扁率因子或介质阻尼因子，通常它们都小于 0.001 的数量级，也是小量因子。可见，无论是何种摄动因素，必须包含有小量因子才能保证摄动力与中心引力相比是小量。在这种条件下，拉格朗日行星运动方程(18.21)式或牛顿方程 (18.37) 式的右端都含有小量因子 ε(ε 为 10^{-2}~10^{-3} 数量级)，通常称它们为小参数；于是，拉格朗日行星运动方程和牛顿方程都可视为右端含有小参数的一阶常微分方程组。而天体力学的分析方法就是求出这些常微分方程组按它们所含小参数展开的级数解。下面以三体问题的拉格朗日行星运动方程分析解为例来叙述它们的解法原理和步骤。

一、级数解

设 P 和 P' 分别为被摄动行星和摄动行星。它们的质量分别为 m、m'，轨道根数为 $(a, e, i, \omega, \Omega, M_0)$ 和 $(a', e', i', \omega', \Omega', M'_0)$。$P$ 的拉格朗日行星运动方程可写为

$$\dot{a}=\frac{2}{na}\frac{\partial R}{\partial M_0}$$

$$\dot{e}=\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\left(\sqrt{1-e^2}\frac{\partial R}{\partial M_0}-\frac{\partial R}{\partial \omega}\right),$$

$$\frac{di}{dt}=\frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\left(\cos i\frac{\partial R}{\partial \omega}-\frac{\partial R}{\partial \Omega}\right),$$

$$\left.\begin{aligned}\dot{\Omega}&=\frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\frac{\partial R}{\partial i},\\ \dot{\omega}&=\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial e}-\frac{\operatorname{ctg} i}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial i},\\ \dot{M}_0&=-\frac{1-e^2}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial e}-\frac{2}{na}\frac{\partial R}{\partial a}.\end{aligned}\right\} \tag{18.47}$$

其中

$$\left.\begin{aligned}R&=Gm'\left(\frac{1}{\Delta}-\frac{xx'+yy'+zz'}{r'^3}\right),\\ \Delta&=\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2},\\ r'&=\sqrt{x'^2+y'^2+z'^2}.\end{aligned}\right\} \tag{18.48}$$

(18.48)式的摄动函数 R 内不仅包含被摄动行星 P 的坐标(x, y, z)，还包括摄动行星的坐标(x', y', z')，故 R 是两个行星 P, P' 的坐标或轨道根数和时间 t 的函数。要求解(18.47)式，必须同时考虑行星 P' 的运动规律。而 P' 的摄动运动方程与 (18.47) 式和 (18.48) 式形式上完全相同，只是所有的轨道根数和其他量都换成带“ ′ ”的量，P' 所受的摄动函数为

$$\left.\begin{aligned}R'&=Gm\left(\frac{1}{\Delta}-\frac{xx'+yy'+zz'}{r^3}\right),\\ r&=\sqrt{x^2+y^2+z^2}.\end{aligned}\right\} \tag{18.49}$$

显然，要解决三体问题必须同时求解 P, P' 两组拉格朗日行星运动方程，它们一共有 12 个一阶常微分方程。

为简化起见，用 p_i, q_i($i=1,2,3,\cdots,6$)分别表示 P 和 P' 的轨道根数，并将摄动函数 R 和 R' 内的小参数 m 和 m' 提出 R, R' 之外，则行星 P, P' 的两组拉格朗日行星运动方程可简写为

$$\left.\begin{aligned}\dot{p}_i&=m'F_i(p, q, t)\\ \dot{q}_i&=mG_i(p, q, t)\end{aligned}\right\}(i=1,2,\cdots,6) \tag{18.50}$$

式中 $F_i(p, q, t)$, $G_i(p, q, t)$表示两组方程右端的函数，其中 p, q 代表所有的轨道根数 p_i, q_i。要求得(18.50)式的完全解

是十分困难的，至今为止，只能找出近似解。

(18.50)式中，p_i，q_i 除了显含小参数 m，m' 外，还通过函数 F_i，G_i 中的 p，q 而隐含着 m, m', p, q。现在将方程两边的 p_i，q_i 和 F_i，G_i 都进行展开，展成小参数 m，m' 的幂级数。设 p_i，q_i 的级数展开形式为

$$\left.\begin{aligned}
p_i &= p_i^{(0,0)} + m p_i^{(1,0)} + m' p_i^{(0,1)} + m^2 p_i^{(2,0)} \\
&\quad + m m' p_i^{(1,1)} + m'^2 p_i^{(0,2)} + \cdots \\
&= \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} m^j m'^k p_i^{(j,k)}, \\
q_i &= q_i^{(0,0)} + m q_i^{(1,0)} + m' q_i^{(0,1)} + m^2 q_i^{(2,0)} \\
&\quad + m m' q_i^{(1,1)} + m'^2 q_i^{(0,2)} + \cdots \\
&= \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} m^j m'^k q_i^{(j,k)}.
\end{aligned}\right\} \tag{18.51}$$

(18.51)式称为 p_i，q_i 的形式解，式中 $p_i^{(j,k)}$，$q_i^{(j,k)}$ 为展开式中 m^j，m'^k 的系数。如果能将这些系数逐一求出而后代入(18.51)式，就可得到 p_i，q_i 的近似解。

由于 F_i，G_i 内隐含有小参数 m，m'，将这些函数按马克劳林级数展开为 m，m' 的幂级数，其形式为

$$\left.\begin{aligned}
F_i &= (F_i)_0 + m\left(\frac{\partial F_i}{\partial m}\right)_0 + m'\left(\frac{\partial F_i}{\partial m'}\right)_0 \\
&\quad + \frac{1}{2}\left[m^2\left(\frac{\partial^2 F_i}{\partial m^2}\right)_0 + 2mm'\left(\frac{\partial^2 F_i}{\partial m \partial m'}\right)_0 \right. \\
&\quad \left. + m'^2\left(\frac{\partial^2 F_i}{\partial m'^2}\right)_0\right] + \cdots \\
G_i &= (G_i)_0 + m\left(\frac{\partial G_i}{\partial m}\right)_0 + m'\left(\frac{\partial G_i}{\partial m'}\right)_0 \\
&\quad + \frac{1}{2}\left[m^2\left(\frac{\partial^2 G_i}{\partial m^2}\right)_0 + 2mm'\left(\frac{\partial^2 G_i}{\partial m \partial m'}\right)_0 \right. \\
&\quad \left. + m'^2\left(\frac{\partial^2 G_i}{\partial m'^2}\right)_0\right] + \cdots
\end{aligned}\right\} \tag{18.52}$$

其中$\left(\frac{\partial F_i}{\partial m}\right)_0$，$\left(\frac{\partial G_i}{\partial m}\right)_0$，…表示 F_i，G_i 对 m，m' 求过偏导数后以 $m=m'=0$ 代入。

F_i，G_i 是 p，q，t 的函数，而由(18.51)式知，p，q 可展开为 m，m' 的幂级数．按隐函数定理可得

$$\frac{\partial F_i}{\partial m}=\sum_{s=1}^{6}\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\frac{\partial p_s}{\partial m}+\frac{\partial F_i}{\partial q_s}\frac{\partial q_s}{\partial m}\right),$$

$$\frac{\partial F_i}{\partial m'}=\sum_{s=1}^{6}\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\frac{\partial p_s}{\partial m'}+\frac{\partial F_i}{\partial q_s}\frac{\partial q_s}{\partial m'}\right).$$

同理也可得 G_i 对 m，m' 的偏导数表示式以及 F_i，G_i 对 m、m' 的高阶偏导数的表示式。

用形式解(18.51)代入上述这些偏导数表示式可得

$$\left(\frac{\partial F_i}{\partial m}\right)_0=\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(1,0)}+\left(\frac{\partial F_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(1,0)}\right],$$

$$\left(\frac{\partial F_i}{\partial m'}\right)_0=\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(0,1)}+\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\right)_0 q_s^{(0,1)}\right],$$

……

而后将这些结果代入(18.52)式得到

$$\left.\begin{aligned}F_i(p,q,t)=&(F_i)_0+m\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(1,0)}\right.\\&\left.+\left(\frac{\partial F_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(1,0)}\right]+m'\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(0,1)}\right.\\&\left.+\left(\frac{\partial F_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(0,1)}\right]+\cdots\\G_i(p,q,t)=&(G_i)_0+m\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial G_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(1,0)}\right.\\&\left.+\left(\frac{\partial G_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(1,0)}\right]+m'\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial G_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(0,1)}\right.\\&\left.+\left(\frac{\partial G_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(0,1)}\right]+\cdots\end{aligned}\right\}\quad(18.53)$$

将(18.51)式和(18.53)式代入(18.50)式可得

$$
\left.\begin{aligned}
&\dot{p}_i^{(0,0)}+m\dot{p}_i^{(1,0)}+m'\dot{p}_i^{(0,1)}+m^2\dot{p}_i^{(2,0)}\\
&\quad+mm'\dot{p}_i^{(1,1)}+m'^2\dot{p}_i^{(0,2)}+\cdots\\
&\quad=m\,(F_i)_0+mm'\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(1,0)}+\left(\frac{\partial F_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(1,0)}\right]\\
&\quad+m'^2\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(0,1)}+\left(\frac{\partial F_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(0,1)}\right]+\cdots,\\
&\dot{q}_i^{(0,0)}+m\dot{q}_i^{(1,0)}+m'\dot{q}_i^{(0,1)}+m^2\dot{q}_i^{(2,0)}\\
&\quad+mm'\dot{q}_i^{(1,1)}+m'^2\dot{q}_i^{(0,2)}+\cdots\\
&\quad=m(G_i)_0+m^2\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial G_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(1,0)}+\left(\frac{\partial G_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(1,0)}\right]\\
&\quad+mm'\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial G_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(0,1)}+\left(\frac{\partial G_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(0,1)}\right]+\cdots.
\end{aligned}\right\}
\tag{18.54}
$$

比较(18.54)式两端 m, m' 的同次幂系数得

$$
\dot{p}_i^{(0,0)}=0,\quad \dot{q}_i^{(0,0)}=0. \tag{18.55}
$$

$$
\left.\begin{aligned}
&\dot{p}_i^{(1,0)}=0,\quad \dot{q}_i^{(0,1)}=0,\\
&\dot{p}_i^{(0,1)}=(F_i)_0=F_i(p^{(0,0)},\ q^{(0,0)},\ t),\\
&\dot{q}_i^{(1,0)}=(G_i)_0=G_i(p^{(0,0)},\ q^{(0,0)},\ t).
\end{aligned}\right\}
\tag{18.56}
$$

$$
\left.\begin{aligned}
&\dot{p}_i^{(2,0)}=0,\quad \dot{q}_i^{(0,2)}=0,\\
&\dot{p}_i^{(1,1)}=\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(1,0)}+\left(\frac{\partial F_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(1,0)}\right],\\
&\dot{q}_i^{(1,1)}=\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial G_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(0,1)}+\left(\frac{\partial G_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(0,1)}\right],\\
&\dot{p}_i^{(0,2)}=\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(0,1)}+\left(\frac{\partial F_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(0,1)}\right],\\
&\dot{q}_i^{(2,0)}=\sum_{s=1}^{6}\left[\left(\frac{\partial G_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(1,0)}+\left(\frac{\partial G_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(1,0)}\right].
\end{aligned}\right\}
$$

……

$$(18.57)$$

高次幂项可作此类推下去，一般项 $p_i^{(j,k)}$ 和 $q_i^{(j,k)}$ 的表达式也容易得出。(18.55)—(18.57) 是形式解 (18.51) 式各项系数所满足的一阶微分方程，如能逐一积分得出，则就可得形式解的确切形式。因此，求摄动运动方程的解就归结为求介各项系数所满足的微分方程。

二、积分常数的确定

在积分(18.55)—(18.57)等式之前，先来讨论一下积分常数的确定问题。

首先由(18.55)式可得 $p_i^{(0,0)}$ 和 $q_i^{(0,0)}$ 为常数，设 $p_i^{(0,0)}=p_i^{(0)}$，$q_i^{(0,0)}=q_i^{(0)}$。此时 $m=m'=0$，因此 $p_i^{(0)}$，$q_i^{(0)}$ 为无摄时的轨道根数，共有 12 个。但是三体问题的摄动运动方程为 12 个一阶微分方程组，它的完全解应有 12 个相互独立的积分常数。现根据 (18.55)式积分已得出 12 个相互独立的积分常数，为此必须证明由(18.56)式，(18.57)式及以后的高次项系数方程积分所得的积分常数都只是 $p_i^{(0)}, q_i^{(0)}$ 的函数，不再出现独立的积分常数。

方程(18.50)式表明，$\dot{p}_i$ 的方程右端每一项都含有 m' 的因子，而 $\dot{q}_i$ 的方程右端每一项都有 m 作因子，因此在比较系数过程中可得关系式

$$\dot{p}_i^{(1,0)}=\dot{p}_i^{(2,0)}=\cdots=\dot{p}_i^{(j,0)}=0,$$
$$\dot{q}_i^{(0,1)}=\dot{q}_i^{(0,2)}=\cdots=\dot{q}_i^{(0,k)}=0.$$

其中 j, k 为任意正整数，这个规律也可从(18.56)第一式和(18.57)第一式推广得到。上两式积分后可得

$$p_i^{(j,0)}=a_i^{(j,0)},\quad q_i^{(0,k)}=b_i^{(0,k)} \tag{18.58}$$

在此 $a_i^{(j,0)}$，$b_i^{(0,k)}$ 也为积分常数。

如(18.56)式和(18.57)式所示，对于一般的 $p_i^{(j,k)}(k\neq0)$ 和 $q_i^{(j,k)}(j\neq0)$ 积分后的结果可记为

$$
\left.\begin{aligned}
p_i^{(j,k)} &= f_i^{(j,k)}(t) - a_i^{(j,k)} \quad (k \neq 0) \\
q_i^{(j,k)} &= g_i^{(j,k)}(t) - b_i^{(j,k)} \quad (j \neq 0)
\end{aligned}\right\} \tag{18.59}
$$

其中 $-a_i^{(j,k)}$, $-b_i^{(j,k)}$ 也为积分常数。

现在将(18.58)和(18.59)式代入形式解(18.51)可得

$$
\left.\begin{aligned}
p_i &= \sum_{j=0}^{\infty} m^j a_i^{(j,0)} \\
&\quad + \sum_{j=0}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty} m^j m'^k \left[f_i^{(j,k)}(t) - a_i^{(j,k)} \right] \\
q_i &= \sum_{k=0}^{\infty} m'^k b_i^{(0,k)} \\
&\quad + \sum_{k=0}^{\infty}\sum_{j=1}^{\infty} m^j m'^k \left[g_i^{(j,k)}(t) - b_i^{(j,k)} \right]
\end{aligned}\right| \tag{18.60}
$$

上式在运动初始时刻 $t=t_0$ 时也成立，此时左端为 p_i, q_i 的无摄运动值，以 $p_i=p_i^{(0)}$, $q_i=q_i^{(0)}$ 代入后比较 $t=t_0$ 时刻两端 m, m' 的同次幂系数就可确定积分常数。结果为

$$
\left.\begin{aligned}
& a_i^{(0,0)} = p_i^{(0)}, \quad b_i^{(0,0)} = q_i^{(0)}, \\
& a_i^{(j,0)} = 0, \quad b_i^{(0,k)} = 0, \\
& a_i^{(j,k)} = f_i^{(j,k)}(t_0) \quad (k \neq 0), \\
& b_i^{(j,k)} = g_i^{(j,k)}(t_0) \quad (j \neq 0).
\end{aligned}\right| \tag{18.61}
$$

式中 $f_i^{(j,k)}(t_0)$ 和 $g_i^{(j,k)}(t_0)$表示在函数 f_i, g_i 中所有的轨道根数都换以初始时刻的根数值 $p_i^{(0)}$、$q_i^{(0)}$。由此可见，(18.61)式证明在积分过程中所出现的积分常数都可以用 $p_i^{(0)}$, $q_i^{(0)}$ 以及它们的函数关系来表示，因而只有 12 个相互独立的积分常数。

上述结论也说明，在求解形式解的各次幂系数 $p_i^{(j,k)}$ 和 $q_i^{(j,k)}$ (j, $k=1, 2, \cdots, \infty$)时，可以采用定积分的形式，积分下限取为初始历元时刻 t_0，积分上限可取为任意时刻 t，被积函数内的轨道根数可以看作是常数。

三、一阶摄动和二阶摄动

在积分常数确定后，现在来考虑(18.55)，(18.56)，(18.57)等式表示的微分方程的解。

(18.55)式表示形式解中 m，m' 的零次幂项系数所满足的方程，积分后可得

$$p_i^{(0,0)}=p_i^{(0)},\quad q_i^{(0,0)}=q_i^{(0)}.$$

上式表示轨道根数为常数的无摄运动。

(18.56)式为 p_i，q_i 的形式解中，m，m' 一次幂项前面的系数所满足的方程。前面已经证明

$$p_i^{(j,0)}=a_i^{(j,0)}=0,\quad q_i^{(0,k)}=b_i^{(0,k)}=0.$$

因此只需讨论

$$\dot{p}_i^{(0,1)}=(F_i)_0=F_i(p_i^{(0)},\ q_i^{(0)},\ t),$$
$$\dot{q}_i^{(1,0)}=(G_i)_0=G_i(p_i^{(0)},\ q_i^{(0)},\ t).$$

其中 F_i，G_i 表示两组拉格朗日行星运动方程相应的右端函数，上两式表明，F_i，G_i 中仅需以 $t=t_0$ 时的根数值代入，因而右端除时间 t 外都是常数，可以直接积分求出 $p_i^{(0,1)}$ 和 $q_i^{(1,0)}$，通常把 m，m' 的一次幂项前面的系数 $p_i^{(0,1)}$，$q_i^{(1,0)}$ 称为一阶摄动。

由于右函数 F_i，G_i 形式比较复杂，因而在求解一阶摄动时，必须首先将 F_i，G_i 表示为轨道根数和时间 t 的显函数，而后以 $t=t_0$ 时的根数值代替右函数内所有的轨道根数，再对 t 直接积分，积出 $p_i^{(0,1)}$，$q_i^{(1,0)}$后，若只取到 m，m' 的一次幂，则形式解可表为

$$\left.\begin{aligned}p_i&=p_i^{(0)}+m'p_i^{(0,1)},\\ q_i&=q_i^{(0)}+mq_i^{(1,0)}.\end{aligned}\right\}\qquad(18.62)$$

(18.62)式称为准至一阶摄动的解。

形式解中包含有 m，m' 的二次幂的项，叫做二阶摄动。

(18.57)式给出求二阶摄动的微分方程组。根据对积分常数的讨论，可将(18.57)式简化为

$$
\left.\begin{aligned}
\dot{p}_i^{(1,1)} &= \sum_{s=1}^{6}\left(\frac{\partial F_i}{\partial q_s}\right)_0 q_s^{(1,0)}, \\
\dot{q}_i^{(1,1)} &= \sum_{s=1}^{6}\left(\frac{\partial G_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(0,1)}, \\
\dot{p}_i^{(0,2)} &= \sum_{s=1}^{6}\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\right)_0 p_s^{(0,1)}, \\
\dot{q}_i^{(2,0)} &= \sum_{s=1}^{6}\left(\frac{\partial G_i}{\partial q_s}\right)_0 q^{(1,0)}.
\end{aligned}\right\} \tag{18.63}
$$

其中 $p_s^{(0,1)}$，$q_s^{(1,0)}$ 即为上面得出的一阶摄动结果，而 $\left(\frac{\partial F_i}{\partial p_s}\right)_0$，$\left(\frac{\partial F_i}{\partial q_s}\right)_0$，$\left(\frac{\partial G_i}{\partial p_s}\right)_0$，$\left(\frac{\partial G_i}{\partial q_s}\right)_0$ 为 $p_i^{(0)}$，$q_i^{(0)}$ 和 t 的函数。如果将 F_i，G_i，亦即摄动函数 R 展开为轨道根数和时间 t 的显函数后，再以 $t=t_0$ 时的根数值和一阶摄动解代入上式右端即可直接对 t 积分求出 $p_i^{(1,1)}$，$q_i^{(1,1)}$，$p_i^{(0,2)}$，$q_i^{(2,0)}$，以此代入形式解，即可得

$$
\left.\begin{aligned}
p_i &= p_i^{(0)} + m' p_i^{(0,1)} + mm' p_i^{(1,1)} + m'^2 p_i^{(0,2)}, \\
q_i &= q_i^{(0)} + m q_i^{(1,0)} + mm' q_i^{(1,1)} + m^2 q_i^{(2,0)}.
\end{aligned}\right\} \tag{18.64}
$$

(18.64)式称为准至二阶摄动的解。

对于含有 m，m' 的高次幂的高阶摄动也可以类似讨论，得到准至所需精度的解。在太阳系中，由于行星的质量与太阳相比很小，观测技术和观测精度还达不到非常高的要求，故一般在讨论行星运动时只要求准至一阶摄动，最多考虑二阶摄动就足够了。

本节所述的对三体问题的拉格朗日行星运动解法原理也完全适用于四体乃至多体问题摄动运动方程的求解，只是过程更为繁复，工作量更大而已。

§18.7 摄动函数展开方法轮廓

在上节求解一阶摄动、二阶摄动时都要求首先将方程的右函数 F_i，G_i 展开为轨道根数和时间 t 的显函数而后才能求积分。右函数展开实质上归结为将摄动函数展开为轨道根数和 t 的显函数问题。这个问题是解摄动运动方程的一个关键问题，也是摄动理论的基本课题之一。

经典的展开方法是将摄动函数展开为幂级数和三角级数的混合级数，又称为泊松(S. D. Poisson)级数。现在，仍以三体问题为例来讲述摄动函数展开为泊松级数的方法概要。

一、摄动函数的轨道意义

三体问题中，摄动行星 P' 对被摄动行星 P 吸引所产生的摄动函数为

$$R=Gm'\left(\frac{1}{\Delta}-\frac{xx'+yy'+zz'}{r'^3}\right),$$

其中

$$\Delta=\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}.$$

由图 18.4 可看出，P 和 P' 之间的距离 Δ 可表为两行星的日心向径 r, r' 和它们在太阳处的张角 H 的函数。由三角形的余弦定律得

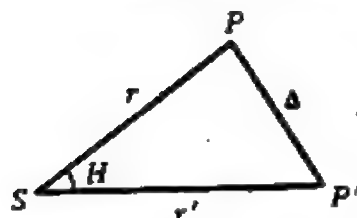


图 18.4 摄动函数中各量的几何意义

$$\Delta^2=r^2+r'^2-2rr'\cos H$$

又利用矢量运算规则得

$$\begin{aligned}\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{r}'&=xx'+yy'+zz'\\&=rr'\cos H\end{aligned}$$

将上两式代入摄动函数 R 的表达式中，即有

$$R = Gm'\left(\frac{1}{\Delta} - \frac{rr'\cos H}{r'^3}\right). \qquad (18.65)$$

$$\Delta = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'\cos H}. \qquad (18.66)$$

一般把 $\frac{1}{\Delta}$ 称为摄动函数 R 的主要项，第二项 $\frac{rr'\cos H}{r'^3}$ 称为辅助项。可以证明辅助项是主要项的特殊情况，故摄动函数的展开可归结为主要项的展开。



图 18.5 主要项 $\frac{1}{\Delta}$ 的展开

在图 18.5 中，设大圆 $\Upsilon N'N$ 为黄道，大圆 NIP 和 $N'IP'$ 分别为行星 P，P' 的轨道，I 为其交角，Π，Π' 分别为两行星的近日点方向，Υ 为某历元时刻的春分点。设任一 t 时刻，两行星位于 P 和 P' 处，它们在太阳处的张角为 H，H 可以用大圆弧 $\widehat{PP'}$ 来表示。

如图所示，$\Pi P = f$，$\Pi' P' = f'$，$\Pi I = \Pi$，$\Pi' I = \Pi'$，另外设

$$l = IP = f + \Pi, \quad l' = IP' = f' + \Pi'.$$

由球面三角形 IPP' 中的余弦公式得

$$\cos H = \cos l \cos l' + \sin l \sin l' \cos I. \qquad (18.67)$$

按照轨道根数的定义，对照图 18.5 有

$$\Upsilon N = \Omega, \qquad \Upsilon N' = \Omega',$$

$$\angle INN' = 180^\circ - i, \quad \angle IN'N = i'.$$

在球面三角形 INN' 中，六个元素可分别表为：$180^\circ - i$，i'，I，$\phi = N\Pi - I\Pi = \omega - \Pi$，$\phi' = N'\Pi' - I\Pi' = \omega' - \Pi'$，$NN' = \Omega - \Omega'$。则可得下列球面三角关系式：

$$\left.\begin{aligned}
\cos I &= \cos i \cos i' + \sin i \sin i' \cos(\Omega - \Omega'), \\
\sin I \sin\phi &= \sin i' \sin(\Omega - \Omega'), \\
\sin I \sin\phi' &= \sin i \sin(\Omega - \Omega'),
\end{aligned}\right\}$$

$$\left.\begin{aligned}\sin I\cos\phi&=\cos i'\sin i-\sin i'\cos i\cos(\Omega-\Omega'),\\ \sin I\cos\phi'&=-\sin i'\cos i+\cos i'\sin i\cos(\Omega-\Omega').\end{aligned}\right\}\qquad(18.68)$$

利用这些关系式可解出 I，ϕ，ϕ' 为 i，Ω，i'，Ω' 的函数，从而得到 Π 和 Π' 为 i，Ω，ω 和 i'，Ω'，ω' 的函数，将这些结果代入(18.67)式可将 $\cos H$ 表示为 i，Ω，ω，i'，ω'，Ω'，f 和 f' 的函数。因此摄动函数也可表为两行星的轨道根数和真近点角 f，f' 的函数。但是，这种函数关系十分复杂，且并没有展开为 t 的显函数，为此必须作逐步近似展开。

二、展开为 $\frac{I}{2}$ 的三角级数

I 是两行星轨道面之间的交角，对大行星而言，轨道倾角 i，i' 都很小，轨道面都接近于黄道面，故 I 也很小，可作为小量因子展开。令

$$\delta^2=\sin^2\frac{I}{2}.$$

则

$$\cos I=1-2\sin^2\frac{I}{2}=1-2\delta^2.$$

以此代入(18.67)式有

$$\begin{aligned}\cos H&=\cos l\cos l'+\sin l\sin l'(1-2\delta^2)\\&=\cos(l-l')-2\delta^2\sin l\sin l'.\end{aligned}$$

将上式代入(18.66)式可得

$$\begin{aligned}\Delta^2&=r^2+r'^2-2rr'\cos H\\&=r^2+r'^2-2rr'[\cos(l-l')-2\delta^2\sin l\sin l']\\&=\Delta_1^2+4\delta^2rr'\sin l\sin l'\\&=\Delta_1^2[1+4\delta^2rr'\Delta_1^{-2}\sin l\sin l']\end{aligned}\qquad(18.69)$$

其中

$$\Delta_1^2 = r^2 + r'^2 - 2rr'\cos(l - l'). \tag{18.70}$$

因而

$$\Delta^{-1} = \Delta_1^{-1}[1 + 4\delta^2 rr'\Delta_1^{-2}\sin l\sin l']^{-\frac{1}{2}}. \tag{18.71}$$

由于 I 是小量，按定义 $\delta^2 = \sin^2\frac{I}{2}$ 是二阶小量，Δ_1 是两行星间的距离在某一行星轨道面上的投影，$\Delta \approx \Delta_1$，在大行星运动中，各行星的公转周期相差较大，故 Δ 比较大，Δ_1 也是大量，从而

$$|4\delta^2 rr'\Delta_1^{-2}\sin l\sin l'| < 1。$$

这就保证了(18.71)式可按二项式定理展开为 δ 的幂级数，即

$$\begin{aligned}\Delta^{-1} &= \Delta_1^{-1}\left[1 + \sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k C_k \delta^{2k} r^k r'^k \Delta_1^{-2k}\sin^k l\sin^k l'\right]\\ &= \Delta_1^{-1} + \sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k C_k \delta^{2k} r^k r'^k \Delta_1^{-(2k+1)}\sin^k l\sin^k l'.\end{aligned} \tag{18.72}$$

其中

$$C_k = 4^k\frac{1\cdot3\cdot5\cdots(2k-1)}{2\cdot4\cdot6\cdots2k}.$$

三、展开为 α 的幂级数

(18.72)式仍为时间 t 的隐函数展开式，在 r、r'，l、l' 中隐含时间变量，为得到 t 的显函数形式，可先令两行星的偏心率 $e = e' = 0$，即先考虑两行星在圆轨道上运动。此时相应有 $r = a$，$r' = a'$，设 M，M' 为两行星的平近点角，则当 $e = e' = 0$ 时，有

$$l = L = M + \Pi，\quad l' = L' = M' + \Pi'.$$

Δ_1 也变换为

$$\Delta_1^2 = \Delta_0^2 = a^2 + a'^2 - 2aa'\cos(L - L'). \tag{18.73}$$

此时 Δ 也因此表为

$$(\Delta)_0^{-1} = \Delta_0^{-1} + \sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k C_k a^k a'^k \delta^{2k}\Delta_0^{-(2k+1)}\sin^k L\sin^k L'. \tag{18.74}$$

引入参数 $\alpha = \frac{a}{a'}$ 和算符

$$D=1+\alpha^2-2\alpha\cos H_0,\quad H_0=L-L'. \tag{18.75}$$

由此(18.74)式可表为

$$(\Delta)_0^{-1}=\Delta_0^{-1}+\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k C_k\delta^{2k}\frac{\alpha^k}{a'}D^{-\frac{2k+1}{2}}\sin^k L\sin^k L'.$$

拉普拉斯进一步将 $D^{-\frac{2k+1}{2}}$ 展开为

$$\left.\begin{aligned}D^{-S}&=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}B_n^S\cos n(L-L'),\\ S&=\frac{2k+1}{2}.\end{aligned}\right\} \tag{18.76}$$

其中 B_n^S 称为拉普拉斯系数。

应用三角函数的积化和差公式可得

$$\sin^k L\sin^k L'=\sum_{i,j}A_{i,j}^k\cos(iL+jL'). \tag{18.77}$$

式中的 $A_{i,j}^k$ 为常数，i，j 是从 $-k$ 到 $+k$ 求和，综合(18.76)式和(18.77)式可得

$$(\Delta)_0^{-1}=\sum_{k=0}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\sum_{i=-\infty}^{+\infty}\sum_{j=-\infty}^{+\infty}A(k,n,i,j)\cos(iL+jL'). \tag{18.78}$$

系数 $A(k,n,i,j)$ 是 a，a'，δ^2 等轨道根数的函数，至此，$(\Delta)_0^{-1}$ 展开为 L，L' 的三角级数，而 L，L' 是平近点角

$$M=nt+M_0,\quad M'=n't+M'_0$$

的函数，因而 $(\Delta)_0^{-1}$ 已展为 t 的显函数。

四、按 e，e' 的幂级数展开

在实际情况下，$e\neq0$，$e'\neq0$，因此必须在 $(\Delta)_0^{-1}$ 展开式的基础上考虑 e、e' 的改正，当 $e\neq0$，$e'\neq0$ 时

$$r=a-ae\cos E=a+x,\quad r'=a'-a'e'\cos E'=a'+x',$$

$$l=f+\Pi=M+(f-M)+\Pi=L+v,$$

$$l'=f'+\Pi'=M'+(f'-M')+\Pi'=L'+v'.$$

其中 $$x=-ae\cos E,\quad x'=-a'e'\cos E',$$
$$v=f-M,\qquad v'=f'-M'.$$
在太阳系中，大多数行星的偏心率都比较小，中心差 $f-M$，$f'-M'$ 也较小，因此 x，x'，v，v' 都可视为小量。将(18.72)式中的 r，r'，l，l' 用上面的表示式代入可得

$$\Delta^{-1}=\sum_{k=0}^{\infty}(-1)^k C_k\delta^{2k}(a+x)^k(a'+x')^k\Delta_1^{-(2k+1)}$$
$$\times\sin^k(L+v)\sin^k(L'+v')$$

Δ^{-1} 可按 x，x' 等的小量因子展开，亦即展开为 e，e' 的幂级数。其系数可表为平近点角 M，M' 的三角多项式，这种展开方法称为纽康方法，详细的推导可参阅有关书籍①。

综合上述各展开步骤，最终可得主要项 Δ^{-1} 的展开式为

$$\frac{1}{\Delta}=\sum P_{mm'}^{nn'}(i,j)e^n e'^{n'}\cos(iL+jL'+mM+m'M'). \tag{18.79}$$

前面的求和号是对六个整数 i，j（从 $-\infty$ 到 $+\infty$）；n. n'（从0到 $+\infty$）；m（从 $-n$ 到 $+n$），m'（从 $-n'$ 到 $+n'$）求和。系数 $P_{mm'}^{nn'}(i,j)$ 为 a，a'，i，i'，Ω，Ω' 的函数。由 L，L' 的定义可知

$$iL+jL'+mM+m'M'$$
$$=(i+m)M+(j+m')M'+i\Pi+j\Pi'.$$

Π，Π' 是 i，ω，Ω，i'，ω'，Ω' 的函数。

$$M=nt+M_0,\quad M'=n't+M_0'$$

故上式为轨道根数和 t 的函数。

摄动函数中的第二项是辅助项 $-\frac{r}{r'^2}\cos H$，当 $e=e'=0$ 时，

① 易照华等编著《天体力学引论》（科学出版社，1978年版）。

$$-\frac{r}{r'^2}\cos H=-\frac{a}{a'^2}\Big[\cos(L-L')$$

$$-2\sin L\sin L'\sin^2\frac{I}{2}\Big]$$

$$=-\frac{a}{a'^2}\Big[\cos(L-L')-\cos(L-L')\sin^2\frac{I}{2}$$

$$+\cos(L+L')\sin^2\frac{I}{2}\Big]$$

显然这是$(\Delta_0)^{-1}$展开式中的特殊项，可以并入主要项，最后，摄动函数的展开式可写为下面的形式

$$R=Gm'\sum P_{mm'}^{nn'}(i,j)e^n e'^n\cos(iL+jL'+mM+m'M'). \tag{18.80}$$

(18.80)式是摄动函数展开式的一般形式，一般只需准到 e, e' 的三次幂项。目前，已得出准到 e, e' 的七次幂的结果，已经是十分繁杂了。

按照上述的展开方法，当 e, e', α 和 I 比较大时，展开式的项数需增多且收敛得相当慢，甚至不收敛，这是摄动函数展开问题中的基本困难。本世纪以来，不少人研究过改进展开式的收敛性问题，提出一些新的展开方法，但尚未得到理想的实用方法。

§18.8 摄动运动方程的解

利用摄动函数展开的结果，可以定性地讨论拉格朗日行星运动方程的解。

一、准至一阶摄动的解

在讨论一级摄动时，运动方程右端函数内的所有轨道根数都

可以用无摄轨道根数代入，它们都是常数。为讨论方便起见，将摄动函数的展开式(18.80)式改写为

$$\left.\begin{aligned}&R=m'\sum A\cos Q,\\&Q=(pn+p'n')t+pM_0+p'M_0+q\omega+q'\omega'\\&\quad+S\Omega+S'\Omega'.\end{aligned}\right\}\tag{18.81}$$

式中把万有引力常数并入系数 A 内，A 是 a, a', e, e', i, i' 的函数。求和号中 p, p' 是从 $-\infty$ 到 $+\infty$ 求和。当 $p=p'=0$ 时，Q 内就不显含 t，可以把这些不含 t 的项单独列出得

$$R=m'\sum A_0\cos Q_0+m'\sum A\cos Q.\tag{18.82}$$

其中 A_0, A 仍为 a, a', e, e', i, i' 的函数，Q 仍由(18.81)中的第二式定义，是 t 的显函数，但

$$Q_0=q\omega+q'\omega'+S\Omega+S'\Omega'$$

内不包含 t。

若已知行星的瞬时轨道根数，则将(18.82)所表示的摄动函数展开式代入拉格朗日行星运动方程，积分后就可得出各轨道根数准至一阶摄动的解。在此，仅以 a 和 Ω 的求解为例来讨论一阶摄动的结果。

由拉格朗日行星运动方程知

$$\dot{a}=\frac{2}{na}\frac{\partial R}{\partial M_0}.$$

由(18.82)式可看出 R 中的 A_0, A, Q_0 都不包含 M_0，因而 R 代入上式后得到

$$\dot{a}=\frac{-2m'}{na}\sum pA\sin Q.$$

两边对 t 积分后即得

$$a=a_0+\frac{2m'}{na}\sum\frac{pA}{pn+p'n'}\cos Q.\tag{18.83}$$

此即为 a 的准至一阶摄动的解。

由于 Q 内显含 t，故上式中含 $\cos Q$ 的每一项都是 t 的周期函数，这种项称为周期项，记为 $P.T.$，(18.83)式可简写为

$$a=a_0+P.T..$$

升交点黄经 Ω 的摄动运动方程为

$$\dot{\Omega}=\frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\frac{\partial R}{\partial i}=B\frac{\partial R}{\partial i}.$$

在 R 内只有系数 A_0 和 A 中显含 i，故用(18.82)式代入上式后可得

$$\dot{\Omega}=m'B\sum\frac{\partial A_0}{\partial i}\cos Q_0+m'B\sum\frac{\partial A}{\partial i}\cos Q.$$

上式右端第一项不显含 t，在一阶摄动情况下它是常数，将上式两边对 t 积分即得

$$\begin{aligned}\Omega=\Omega_0&+m'B\left(\sum\frac{\partial A_0}{\partial i}\cos Q_0\right)t\\&+m'B\sum\frac{\partial A}{\partial i}\frac{\sin Q}{pn+p'n'}.\end{aligned}\tag{18.84}$$

令常数 β 为右端第二项的系数，即

$$\beta=m'B\left(\sum\frac{\partial A_0}{\partial i}\cos Q_0\right).$$

右端第三项为 t 的周期函数，仍记为 $P.T.$，则(18.84)可简化为

$$\Omega=\Omega_0+\beta t+P.T.$$

此即 Ω 准至一阶摄动的解。同理可推得其他各轨道根数准至一阶摄动的解，详细的推导可参阅有关的书①。最终的结果为

$$\left.\begin{aligned}a&=a_0+P.T.,\\e&=e_0+\beta t+P.T.,\\i&=i_0+\beta t+P.T.,\\\omega&=\omega_0+\beta t+P.T.,\\\Omega&=\Omega_0+\beta t+P.T.,\\M_0&=(M_0)_0+\beta t+P.T..\end{aligned}\right\}\tag{18.85}$$

① 如易照华等编著《天体力学引论》，科学出版社（1978）。

二、长期摄动和周期摄动

根据(18.85)式准至一阶摄动的结果，可以定性地将其分为几种不同类型的摄动。

1. 长期摄动　(18.85)式中，含 βt 的项随着 t 的增加而单调变化，这样的项称为摄动的长期项或长期摄动。它可对天体运动进行大尺度的粗线条描述，用来概略地说明天体过去和未来的运动。

2. 周期摄动　在(18.85)中出现的 $P.\ T.$ 项是周期项，又称为周期摄动。它们的一般形式为

$$\frac{m'A}{pn+p'n'}\sin[(pn+p'n')t+G],$$

或

$$\frac{m'A}{pn+p'n'}\cos[(pn+p'n')t+G].$$

其中 p, p' 为任意整数，不能同时为零。n, n' 为两个行星的平均运动角速度，周期项的周期 T 为

$$T=\frac{2\pi}{pn+p'n'}.$$

在一般情况下，$pn+p'n'$ 不是小量，T 不大，周期项前面的系数也不大。这种周期项称为短周期项或短周期摄动。但是，当 $\frac{n}{n'}\simeq-\frac{p'}{p}$，即两个行星的平均运动角速度 n 与 n' 之比接近于简单分数时，使得 $pn+p'n'$ 很小，这种情况称为近于通约或共振。此时，这种周期项的周期很长，前面的系数也很大，这种项称为长周期项或长周期摄动。这种摄动对天体的运动有明显的影响，它的影响有时甚至可以与长期项相当。对长周期项的分析，可以用来测定一些有关的物理量，故这种项在摄动理论和实际问题中很有价值。

在太阳系中有不少共振现象。例如，木星和土星的平均运动角速度（以平太阳日为单位）为：$n=299.13''$，$n'=120.45''$，当$p=-2$，$p'=5$时，$pn+p'n'=3.99''$，与此相应的周期项的周期为890年，项前的系数达$50'$。又如，天王星和海王星的

$$n=42.24'',\quad n'=21.53'',$$

当$p=2$，$p'=-1$时，相应项的周期可长达4300年。在自然卫星，小行星运动中也大量存在共振项。目前共振理论已成为天体力学的一个重要课题。

长期摄动，短周期摄动和长周期摄动等摄动解的结果在各阶摄动中都存在。如果准至一阶摄动，则可划分为一阶长期摄动，一阶短周期摄动和一阶长周期摄动等，对于二阶乃至高阶情况也可类似区分。

三、太阳系的稳定性问题

太阳系在长时期内是否保持稳定？每个大行星的轨道是否始终为椭圆？大行星有没有逃逸出太阳系，坠入太阳内部或者相互发生碰撞的可能性等等问题统称为太阳系的稳定性问题，它一直是人类极为关心的问题，也是天体力学定性理论和天体演化学的基本问题之一。

早在十八世纪，拉普拉斯和拉格朗日就开始研究这个问题，他们从拉格朗日行星运动方程的解来定性地讨论行星轨道半长轴a和偏心率e是否有长期摄动。正如（18.85）式所示，在一阶摄动情况下，a没有长期摄动，e存在长期摄动。后来，蒂塞朗(F. F. Tisserand)和泊松又先后证明，在二阶摄动中a也没有长期摄动。如果讨论三阶摄动，勒威耶（V. J. J. Leverrier）和厄吉尼提斯(Eginitis)等人找出了a的一个长期项。二十世纪以来，美伏罗瓦（J. Meffroy）等人又找出了a的一个三阶长期项。然而，

近年来梅塞奇(P. J. Message)曾证明，a 到任意阶都不存在长期摄动。至于偏心率 e，研究表明，它的各阶摄动中都存在长期项。长期摄动的存在意味着轨道根数随时间单调地变化，这对于研究太阳系的稳定性极为重要。然而，长期摄动的存在也不一定就意味着不稳定，因为，周期函数可以展开成幂级数形式，比如

$$\sin t = t + \frac{t^3}{3!} + \frac{t^5}{5!} + \cdots$$

$$\cos t = 1 - \frac{t^2}{2!} + \frac{t^4}{4!} - \cdots$$

等等。太阳系的稳定性是个极为复杂的问题，迄今没有明确的结论。目前，仍有不少天文学家正从理论和数值等各方面深入地研究这个问题。

§18.9 人造地球卫星的摄动运动

自 1957 年苏联发射第一颗人造地球卫星以来，人类进入了宇宙航行时代，人造地球卫星运动规律的研究也成为天体力学的一个新分支，提出了许多新课题。人造地球卫星运动理论已成为发展空间事业的基础理论之一。本节简单介绍这方面的知识，详细内容可参阅刘林等编著的《人造地球卫星运动理论》(科学出版社，1974 年)。

一、人造地球卫星所受的摄动因素

人造地球卫星在运动中主要受四种摄动因素的作用：

1. 地球的非球形摄动　地球并不是一个正球体，较好的近似是将地球视为一个旋转椭球体。在第十七章中已经讨论了一个质量旋转对称分布的旋转椭球体地球对外面一质点的吸引问题，

并且导出了地球的非球形摄动所产生的力函数（17.28）式。如果将此力函数改用地心球坐标表示，则椭球形地球对外面一单位质点吸引所产生的势函数可表示为

$$U=\frac{GE}{r}+\frac{JGE}{2r^3}R^2(1-3\sin^2\phi)+\text{高阶项}. \qquad (18.86)$$

其中 G 为万有引力常数，E 为地球质量，R 为地球半径，r 为地心到外面一质点的距离，ϕ 为质点的地理纬度，J 为地球扁率系数，约为 10^{-3}，可视为一阶小量，它与地球的形状、大小有关。(18.86) 式中的第二项是地球非球形摄动的一阶项或称主要项，这种摄动项称为地球扁率摄动。

由于地球的非球形摄动使卫星不再沿一个固定的椭圆运动，卫星的轨道平面不断地绕地轴进动，同时卫星的椭圆轨道也在轨道面内不停地旋转。轨道转动的速度与地球的扁率，卫星的轨道倾角和轨道大小有关。

地球的非球形摄动也可能引起卫星轨道的长期变化，随着卫星飞行时间的增长，轨道面的转速逐渐变小。也可能引起周期摄动，这些摄动使得卫星在椭圆轨道上作小振幅的周期振动。

在更精确的情况下，可以将地球作为三轴椭球体，或一般的密度分布不均匀的非对称体。这时，其摄动函数形式更为复杂。

2．地球的大气阻力摄动　人造卫星在飞行过程中，不断受地球浓密大气层的阻尼作用。§18.4 中已指出，大气阻力是沿着与卫星运动方向相反的方向作用的。在人造卫星运动中，大气阻力所产生的加速度为

$$F=-\frac{C_DS\rho}{2m}v^2. \qquad (18.87)$$

其中 m 为卫星质量，S 是卫星在与它运动方向相垂直方向上的横截面积，ρ 为大气密度，C_D 为与卫星形状有关的阻尼系数，v 为

卫星相对于地球大气的运动速度，负号表示阻力加速度方向与卫星运动速度方向相反。

大气阻力摄动主要是改变卫星轨道的形状和大小，对卫星轨道面在空间的位置没有影响。§18.4中已证明，由于大气阻力的存在可使卫星轨道半长径逐渐减小，以至陨落。通常大气阻力摄动对近地卫星而言尤为显著，它是决定卫星寿命的主要因素。

3．太阳光压力摄动　沿着太阳到卫星的方向，它近似可以用太阳到地心方向来代替，它对卫星产生的摄动加速度一般可表为

$$F = -\frac{SS_0}{60\,mc}$$

其中 m 是卫星的质量，S 是与太阳光线相垂直的横截面积，R 是反射系数，S_0 是太阳常数，c 是光束。

太阳光压力只可能使卫星轨道产生周期摄动。但是由于地影的存在，使卫星所受的太阳光压力是间断而不对称的，这就可能导致卫星的能量和轨道半长径发生较大的变化。因此，对于面积和质量之比较大的卫星，如气球卫星等，太阳光压力摄动对卫星轨道运动会起很大的影响。

4．日、月引力摄动　日、月对人造卫星的吸引力引起的摄动相当于第三体摄动，它完全可按前面所述的三体问题摄动运动方程求解法来进行类似的讨论。这种摄动作用对近地卫星而言影响较小，但卫星飞行高度越高、这种摄动作用就越明显。日、月摄动可以引起卫星轨道产生长期摄动和长周期摄动，包括近于通约的摄动项。

二、人造地球卫星运动的理论和应用

目前，对人造卫星运动规律的研究，大多仍沿用经典天体力

学中的分析方法。其摄动运动方程的解表示为以地球扁率因子或大气阻力系数因子为小量的级数展开式。按照小参数的幂次，其摄动解也可分为一阶，二阶，三阶……，相应地形成了一阶运动理论，二阶运动理论……。然而，由于人造卫星的运动速度快，运转周期短，长期摄动的影响非常明显。因此，人造卫星的一阶运动理论中除包括一阶摄动外，还应含有二阶长期摄动。类似地，二阶运动理论是讨论二阶周期摄动和三阶长期摄动，高阶理论可依此类推。

人造卫星的一阶运动理论都是采用分析方法来研究，二阶运动理论中，分析方法主要用于讨论地球的非球形摄动，其公式相当繁复。至于三阶以上的运动理论中采用分析方法得出的公式更加繁复冗长，不便于实际应用。因此，在实用上，对于二阶以上的问题可采用计算机推导公式来减轻工作量或者直接采用数值方法求解人造地球卫星的摄动运动轨道。为了充分利用分析方法和数值方法的优点，在实际计算中有时采用分析和数值相结合的半分析半数值方法。

人造地球卫星的出现和发展为宇宙航行和空间探索事业开辟了广阔的前景。同时，它也具有极大的实用价值和理论意义。利用人造卫星运动特征设计的太阳同步轨道，成功地用于气象卫星，地球资源卫星，保证卫星照相得到有利的日照条件。利用人造卫星可以精密测定各测站的地心坐标，地球引力场的特性、高层大气密度和大气活动情况并成功地用于航海、航空导航和测定地极的移动等等。利用与地球自转同步的卫星可以作为微波信号的接收和转播站，用来作为电视中转系统。从理论上讲，对人造卫星摄动运动规律的研究，大大丰富了天体力学摄动理论的内容，许多具有实用价值的研究人造卫星运动的方法和理论的提出大大推动了天体力学的发展。

§18.10 月球火箭与行星际飞行器的摄动运动

一、月球火箭运动理论

1969 年 7 月 20 日美国国家航空和航天局发射的“阿波罗(Apollo)”11 号登月舱第一次实现了人类登上月球的理想，把人类探测月球，征服月球的计划推向了高潮。至今，考察月球及其周围的自然条件，研究月球火箭的发射和运动理论，已成为空间科学和天体力学的一个交叉课题。

月球火箭沿着偏心率接近于 1 的椭圆轨道或双曲线轨道飞行于地、月之间，有时可能就在月球近旁擦过。在地球附近它主要受地球引力场的影响，而在月球附近月球的引力对火箭的运动有很大的影响，甚至可能倒转火箭运行的方向。因此，在讨论月球火箭运动时，常利用 §16.8 所定义的引力作用范围 (16.92) 式。对于地月系统而言，月球的引力作用范围为 6.6×10^7 米。火箭在此范围内飞行时，可以认为只受月球引力的作用。它的轨道是以月心为焦点的圆锥曲线。反之，当火箭在此范围外飞行时，只需考虑地球的吸引，它的轨道是以地心为焦点的圆锥曲线。利用这种分段方法可以全面地研究月球火箭的运动轨道，从而获得许多重要的定性结果。但是，在月球火箭的运动研究中尚未找出较好的分析解法通常是采用数值和定性相结合的方法来求解运动轨道。

目前在月球火箭运动理论中，主要的内容有：

1. 击中月球的轨道　从地面发射火箭，为使其击中月球必须设计适当的轨道。击中月球的火箭相对于地球的轨道可以是椭圆、抛物线和双曲线。但只有椭圆轨道既可以使火箭在到达远地

点前从正面击中月球，也可以使火箭在过远地点后绕到月球背面去击中它。抛物线轨道和双曲线轨道则只能从正面击中月球。在这三类轨道中，椭圆型轨道的稳定性最差，特别是那些从背面击中月球的轨道很不稳定。抛物线型轨道的稳定性最高，为保证沿抛物线型轨道飞行的火箭能击中月球，其初始速度的最大允许误差为 50 米/秒，发射方向的最大误差为 0.3°。

运用引力作用范围的概念可求出击中月球火箭轨道的初始发射条件。虽然并没有计入月球的引力，但按此概念所得的结果与实际情况偏离不大，而且这种偏差将随着初始速度的增大而迅速减小。研究表明，为了节省能量，火箭进入轨道时的地心方向与火箭到达月球时的地心方向两者之间的夹角越大越好，例如，对于北半球的发射场来说，在发射时月球最好位于南半球的上空，还应使火箭到达月球时能从发射场观测到。因此，火箭飞行的时间应是一天半，两天半或三天半左右。而火箭飞行到月面的时间与初始速度直接有关。初速越大，飞行时间越短，比较理想的飞行时间是一天半左右。

2．绕月球飞行的轨道　这种轨道是指火箭离开月球区域后能立即返回地球区域的轨道，火箭通过这种轨道将探测资料发回地球。这类轨道，主要研究火箭在月球和地球附近的运动性质，更多的是研究火箭的月心轨道。在月球附近，火箭相对月心的速度要比月球抛物线速度大一倍以上，火箭相对于月球的运动总是双曲线型的。火箭的月心轨道按运动方向可分为顺行和逆行两种。逆行轨道绕到月球背面，近月点也在月球背面，故又称绕行轨道；顺行轨道则达不到月球背面，故又称非绕行轨道。绕行轨道的飞行时间较短，一般为 5～10 天；非绕行轨道的飞行时间较长，约 15～20 天。此外，还有人用平面圆型限制性三体问题为力学模型研究绕月飞行的对称轨道，得出了一些很重要的结论。

3．绕地-月飞行的周期轨道　探讨绕地-月飞行的对称周期轨道常用平面圆型限制性三体问题作为力学模型。事实上，只有那些近月距和近地距都不大的周期轨道对考察月球有实际意义。已故的美籍华裔天文学家黄授书的研究表明：火箭运动周期分别为 $\frac{1}{2}$，$\frac{2}{3}$，$\frac{3}{4}$，$\frac{2}{5}$，…，$\frac{6}{12}$ 个月的 14 种通约型轨道对探测月球是有效的。它们的近月距都小于 8 万千米，而近地距又在 16 万千米以内。由于月球轨道不是正圆。因此，理想的绕地-月飞行周期轨道是很难实现的。但是，由于月球轨道偏心率很小，火箭的真实轨道与理想设计轨道之间的偏差也很小，基本上符合实用要求。例如，苏联发射的第三枚火箭的轨道就是按这些理想模型设计的。

4．月球卫星的轨道　研究月球卫星围绕着月球运动的轨道，此外还讨论在地面上发射的火箭需进入何种特定轨道，才能使其飞行到月球附近时被月球俘获而成为一颗月球的卫星。由于俘获现象在地-月系统中即使存在，其可能性也是极小的，而且地球引力对月球卫星的摄动相当大，它是破坏月球卫星稳定性的主要因素。因此，这种轨道的实现相当困难，必须加以许多人为的辅助动力才能使发射月球卫星成为可能。

5．月球引力的利用　当火箭在月球附近飞行时，月球引力摄动很大，它可以使火箭进入某些从地面无法预先设计的轨道，也可以使火箭作为行星际航行的中途加速器。因此，如何利用月球引力进行月球火箭的轨道设计和轨道改进是一个实用意义很大的课题。

二、行星际飞行器运动理论

行星际飞行器是指在行星际空间飞行的人造天体，包括飞向

和绕过行星的飞船，击中行星的火箭和行星的人造卫星等等。行星际飞行器的运动常常作为地球、太阳和其他行星的引力作用下的限制性多体问题来处理。类似于月球火箭的运动理论，行星际飞行器的轨道也可以利用作用范围的概念而划分为几个二体问题轨道。它的运动可分为三个阶段：

1．在地球引力作用范围内的运动　这一阶段主要研究飞行器相对于地心的运动，它除了受地球引力作用外，还要考虑地球非球形，大气阻力及日月引力等摄动因素。这一阶段飞行时间很短，飞行器运动的轨道接近于双曲线。

2．过渡阶段的运动　飞行器脱离地球引力作用范围后到进入目标行星的作用范围前的轨道运动阶段称为过渡阶段。这一阶段飞行时间最长，是运动的主要阶段。此时主要讨论飞行器在太阳引力作用下的运动，有时还需考虑某些行星的摄动作用，但是飞行器相对于太阳的运动轨道基本上是一个椭圆。

3．在目标行星引力作用范围内的运动　在这一阶段飞行器主要受目标行星的引力作用，也要计及太阳的摄动作用。飞行器相对于目标行星的轨道接近于双曲线。

有些飞行器可以同时飞往几个行星，此时，上述的三个阶段在飞往各个行星的旅途中都要重复一次。对于有些需要回归的行星际飞行器，它们的返回轨道也要经历以上的几个阶段，只是次序与飞行时的次序相反。

行星际飞行器在过渡阶段的运动是三个阶段中最重要的研究对象。这一阶段的轨道设计要着重考虑节省能量，节省飞行时间等原则。在§16.9中已经证明向大行星发射火箭最节省能量的轨道是双切轨道，又称为霍曼轨道。这种轨道由于充分利用地球或目标行星的公转速度而使所耗费的能量减小，但是利用霍曼轨道作为过渡轨道必须走完椭圆轨道的一半至远地点处才能到达目标

行星，这就使得飞行时间很长。要想缩短飞行时间，必须增大初始的发射速度，使初速接近于双曲型轨道所需要的初始速度。在通常情况下利用抛物线轨道或双曲型轨道作为过渡轨道要比椭圆轨道有利，尤其是双曲型轨道可兼顾省燃料省时间的两条原则，目前发射的行星际飞行器大都采用双曲型轨道。

严格来说，行星的轨道都不是圆，也不在同一平面内运动，而且飞行器在运行过程中除受太阳引力和各种已知的摄动因素外还要受各种偶然摄动因素的影响。因此平面圆型限制性问题只能作为一个定性讨论的近似模型，许多实际的飞行器运动理论还只能采用数值方法来直接计算。

§18.11 地球自转的运动方程

在天体力学中除了讨论天体质量中心在空间的轨道运动外，还有一个重要的内容是讨论天体绕自己质量中心的自转运动。在太阳系的天体中，地球的自转运动讨论得最详细。本节和下节简单介绍地球自转的运动方程和解的结果。

一、欧拉角

在讨论地球自转运动时，把地球视为刚体。为了表示刚体地球在空间的位置。首先建立地球的中心惯性主轴坐标系：设地球的质量中心为 O，三条惯性主轴为 **OA**，**OB**，**OC**。旋转的地球相对于这三条轴的转动惯量为 A，B，C。并设 $A<B<C$。以 O 为原点，**OA**，**OB**，**OC** 三轴为坐标轴就组成中心惯性主轴坐标系 $O\text{-}ABC$。**OC** 轴与地球自转轴相差很小，称为形状轴，**OC** 轴指向北极为正，它与地面的交点称为地球的形状极。**OA**，**OB** 所在的平面称为形状赤道面，**OA**，**OB**，**OC** 三轴成右手正交系。

由于地球为刚体，$O\text{-}ABC$ 系在地球体内的相对位置是固定的，因此，要研究地球在空间的位置和运动只需研究 $O\text{-}ABC$ 系相对于空间某一惯性坐标系的位置和运动。

现在，以地球质量中心 O 为中心作地心天球，并建立惯性直角坐标系 $O\text{-}XYZ$（见图 18.6）。其中，Z 轴指向某固定历元的北黄极，大圆 XY 为同一历元时刻的黄道，X 轴指向此时刻的春分点。A，B，C 三点分别为 $\boldsymbol{OA}$，$\boldsymbol{OB}$，$\boldsymbol{OC}$ 三轴在天球上的投影，N 为形状赤道面与黄道面的升交点。若定义：θ 角为固定的黄道与形状赤道之间的交角，它相当于 XY 平面绕 ON 轴顺时针旋转到 AB 平面所转过的角度，Z 和 C 为两平面相应的极，故有 $\theta=\widehat{ZC}$。ψ 角为在固定黄道上由 X 点（即历元时刻的春分点）按逆时针方向度量至 N 点的弧长，即升交点黄径。ϕ 角为在形状赤道上由 N 点按逆时针方向度量到 A 点的弧长。

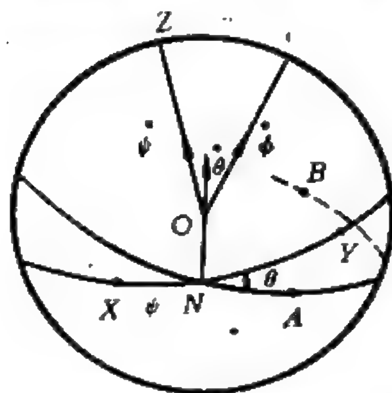


图 18.6 欧拉角的定义

θ，ψ，ϕ 三个角确定了地球中心惯性主轴坐标系相对于空间惯性坐标系 $O\text{-}XYZ$ 的位置和地球在空间的定向。θ，ψ，ϕ 称为欧拉角，它首先是由欧拉（L. Euler）在研究刚体转动时提出的。显然，只要研究三个欧拉角的变化规律就可以得出地球自转运动的规律。

二、地球自转的运动学方程

由于 $O\text{-}ABC$ 系随着地球一起自转，故三个欧拉角 θ，ψ，ϕ 也将随着变化，而地球自转运动的角速度也应该可以因 θ，ψ，ϕ 的变化来表示。

设在任一时刻 t，地球的自转角速度为 ω，它在固定在地球上

的旋转坐标系 O-ABC 上的三个分量为 p, q, r。矢量 $\boldsymbol{\omega}$ 所指的方向就是 t 时刻的瞬时自转轴. 若瞬时自转轴在 O-ABC 三个轴上的方向余弦为 $\cos\alpha$, $\cos\beta$, $\cos\gamma$, 则有

$$
\left.\begin{aligned}
&\cos\alpha=\frac{p}{\omega},\quad \cos\beta=\frac{q}{\omega},\quad \cos\gamma=\frac{r}{\omega},\\
&\omega=\sqrt{p^2+q^2+r^2}.
\end{aligned}\right\}\qquad(18.88)
$$

由此可知, 当要讨论地球相对于空间惯性坐标系的转动情况时, 可以用 θ, ψ, ϕ 作为变量, 它们的速率 $\dot{\theta}$, $\dot{\psi}$, $\dot{\phi}$ 决定了地球在任一瞬时的运动. 当要讨论地球自转轴相对于 O-ABC 系的运动时, 可以用 p, q, r 作为变量, 它们决定了地球瞬时自转轴在地球本体内部的位置和瞬时自转角速度的大小。

$(\dot{\theta}, \dot{\psi}, \dot{\phi})$和$(p, q, r)$都是转动角速度的分量, 它们分别绕一定的轴转动. 如图 18.6 所示, 地球绕 OA, OB, OC 三个轴旋转的速率为 p, q, r. 若以逆时针转动为正方向, 则地球绕与 ON 轴方向转动的速率为 $-\dot{\theta}$, 绕 OZ 轴旋转的速率为 $\dot{\psi}$, 绕 OC 轴旋转的速率为 $\dot{\phi}$. 利用这些旋转轴之间的投影关系, 可得出地球自转角速度分量(p, q, r)与欧拉角的变化速率$(\dot{\theta}, \dot{\psi}, \dot{\phi})$之间的关系:

$$
\left.\begin{aligned}
p&=-\dot{\theta}\cos\phi-\dot{\psi}\sin\theta\sin\phi,\\
q&=\dot{\theta}\sin\phi-\dot{\psi}\sin\theta\cos\phi,\\
r&=\dot{\phi}+\dot{\psi}\cos\theta.
\end{aligned}\right\}\qquad(18.89)
$$

反之, 亦可得

$$
\left.\begin{aligned}
\sin\theta\,\dot{\psi}&=-p\sin\phi-q\cos\phi,\\
\dot{\theta}&=-p\cos\phi+q\sin\phi,\\
\dot{\phi}&=r-\dot{\psi}\cos\theta.
\end{aligned}\right\}\qquad(18.90)
$$

(18.89)或(18.90)式就是地球自转的运动学方程。

三、欧拉动力学方程

在 §17.2 中已经得出了地球对外面一质点吸引产生的力函数 U 的表达式为

$$U=GM\left(\frac{E}{\rho}+\frac{B+C-2A}{2\rho^3}+\frac{3(A-B)\ y^2-3(C-A)\ z^2}{2\rho^5}\right). \tag{18.91}$$

根据刚体力学中定点转动的原理，在中心惯性主轴坐标系内地球的转动动能可表为

$$T=\frac{1}{2}(Ap^2+Bq^2+Cr^2). \tag{18.92}$$

由(18.91)和(18.92)两式，再利用分析力学中的拉格朗日方程①，可得

$$\left.\begin{aligned}
&A\dot{p}-(B-C)qr=\frac{\sin\phi}{\sin\theta}\left(\cos\theta\frac{\partial U}{\partial\phi}-\frac{\partial U}{\partial\psi}\right)-\cos\phi\frac{\partial U}{\partial\theta},\\
&B\dot{q}-(C-A)rp=\frac{\cos\phi}{\sin\theta}\left(\cos\theta\frac{\partial U}{\partial\phi}-\frac{\partial U}{\partial\psi}\right)+\sin\phi\frac{\partial U}{\partial\theta},\\
&C\dot{r}-(A-B)pq=\frac{\partial U}{\partial\phi}.
\end{aligned}\right\} \tag{18.93}$$

(18.93) 式就是著名的欧拉动力学方程，这个方程的左端变量为 p，q，r，右端变量为欧拉角 θ、ψ、ϕ。由于同一方程中包含了两组变量，因此上式的求解必须与上面所得的运动学方程(18.89)式或(18.90)式联立起来才能进行。一般在讨论地球的惯性运动时，常以 p，q，r 为变量，而在讨论地球在空间的运动（岁差章动现象）时需用 θ、ψ、ϕ 作变量。

针对地，日，月系统的具体情况，对力函数(18.91)式作一定

① 参阅梁昆淼编《力学(下册)》，人民教育出版社，1980

简化后，可用分析力学方法推出适合于讨论岁差章动问题的基本公式

$$\left.\begin{aligned}\dot{\theta}&=-\frac{1}{Cr\sin\theta}\frac{\partial U}{\partial\psi},\\ \dot{\psi}&=\frac{1}{Cr\sin\theta}\frac{\partial U}{\partial\theta}.\end{aligned}\right\}\tag{18.94}$$

(18.94)式称为岁差章动基本方程。

§18.12　地极移动和岁差章动

现在来讨论欧拉动力学方程和岁差章动基本方程的解，以得出地球自转轴相对于地球本体内部和空间惯性参考系的变化规律和定性结果。

一、地球的惯性运动

1．欧拉方程的解　为讨论地球自转轴在地球内的变化，可以利用欧拉动力学方程(18.93)式解出地球自转角速度在 $O\text{-}ABC$ 系中的三个分量 p, q、r 随时间的变化规律，从而也可得到地球自转轴随时间的变化及在地球本体内的轨迹。为此，可以先对(18.93)式再进行一些简化。

首先来分析一下外力对地球吸引产生的力函数与地球转动动能的大小。考察力函数(18.91)式可知，式中的前两项都与欧拉角无关，代入欧拉方程后不起作用，可以略去。又假设刚体地球为旋转椭球体，有 $A=B$. 故力函数中含 y 的项为零。据此，若同时考虑日、月影响，可把力函数简化为

$$U=-\frac{3(C-A)}{2}\left(GM\frac{z^2}{\rho^5}+GS\frac{z_1^2}{\rho_1^5}\right).$$

其中 S, M 为日，月质量，ρ_1, ρ 为日，月的地心距，z_1, z 为日、月相对于地心的赤道直角坐标。将相应的值代入上式可得出日、月吸引产生的力函数 U 与地球自转动能之比

$$\frac{|U|}{T}<1.5\times10^{-7}.$$

可见，在讨论地球自转轴在本体内的变化时，可以忽略日、月等外力的影响而将地球视为作惯性运动。因此，欧拉方程简化为

$$\left.\begin{aligned}A\dot{p}-(A-C)qr=0,\\A\dot{q}-(C-A)pr=0,\\C\dot{r}=0.\end{aligned}\right\}\tag{18.95}$$

由(18.95)第三式立即解得

$$r=\omega_0(\text{常数}).\tag{18.96}$$

令 $\mu=\dfrac{C-A}{A}\omega_0$, 代入(18.95)的前两式可得

$$\left.\begin{aligned}\dot{p}+\mu q=0,\\\dot{q}-\mu p=0.\end{aligned}\right\}\tag{18.97}$$

此为谐振动方程。不难求得其解为

$$\left.\begin{aligned}p=\alpha\cos(\mu t-\beta),\\q=\alpha\sin(\mu t-\beta),\end{aligned}\right\}\tag{18.98}$$

其中 α, β 为积分常数，它们与 ω_0 一起组成(18.95)式的三个独立的积分常数。而地球自转角速度 ω 的大小为

$$\omega=\sqrt{p^2+q^2+r^2}=\sqrt{\alpha^2+\omega_0^2}=\text{常数}.\tag{18.99}$$

(18.98) 式表明在旋转椭球模型的假设条件下，如果忽略外力的影响，地球自转可视为均匀的，自转角速度的大小可作为时间计量的标准。但在精确的情况下，考虑地球为弹性体，则可以发现 ω 不是常数，有长期变化，地球自转周期每一百年约增加千分之一秒，此外还有周期变化和不规则变化。

2. 地极移动　根据(18.98)式，令 $\sigma=\frac{\alpha}{\omega_0}$，则有

$$\omega=\omega_0\sqrt{1+\sigma^2}$$

对地球的长期观测表明，σ^2 是一个极小的量(约为 10^{-12} 数量级)，ω 与 ω_0 相差很小。

由于 p, q, r 是 ω 在 O-ABC 系中的三个分量，因此地球瞬时自转轴在 O-ABC 系中的方程可写为

$$\frac{x}{p}=\frac{y}{q}=\frac{z}{r}$$

将(18.96)式和(18.98)式代入上式可得

$$\frac{x}{\alpha\cos(\mu t-\beta)}=\frac{y}{\alpha\sin(\mu t-\beta)}=\frac{z}{\omega_0}$$

或

$$\frac{x}{\sigma\cos(\mu t-\beta)}=\frac{y}{\sigma\sin(\mu t-\beta)}=\frac{z}{1} \tag{18.100}$$

由于瞬时自转轴与 OC 轴相差很小(不超过 0.5″)。设 P 点为瞬时自转轴与地面的交点，也可看作是瞬时自转轴与 $z=1$ 的平面的交点。P_0 为 OC 轴与地面的交点，因此 P 就在 P_0 点的附近。P 点的坐标为

$$x=\sigma\cos(\mu t-\beta),\quad y=\sigma\sin(\mu t-\beta),\quad z=1. \tag{18.101}$$

上式表明，P 点在 $z=1$ 的平面上绕 P_0 点作圆周运动，圆半径为 σ，运动周期为

$$\frac{2\pi}{\mu}=\frac{A}{C-A}\frac{2\pi}{\omega_0}. \tag{18.102}$$

在上式中 $\frac{2\pi}{\omega_0}$ 接近于一个恒星日，$\frac{A}{C-A}\simeq303$，故 P 点绕 P_0 运动的周期为 303 个恒星日(大约 302 平太阳日)，称为欧拉周期。σ 的数值大约相当于 15 米左右。综上所述，刚体地球的瞬时自转轴与地面的交点 P (称为瞬时极)绕着形状极 P_0 作半径为 15 米，

周期约为 303 恒星日的圆周运动，这就是通常所说的地极移动。

事实上，地球不是严格的刚体，现在较好的地球模型认为地球是由液核、地幔和地壳组成，不仅液核部分有形变，固体部分也有形状变化，因此 P_0 不是固定不变的。实际观测表明，地极移动是极其复杂的，不是刚体地球模型所给出的规则圆运动，而是由许多规则变化和不规则变化交织而成，主要的两种周期变化是周期为 432 天左右，振幅为 0.2″ 的钱德勒周期振动和振幅不到 0.1″ 的周年变化。

二、岁差章动原理

现在来考虑在日，月等外力因素作用下地球瞬时自转轴相对于空间惯性坐标系 O-XYZ 的变化而产生的一种重要现象——岁差章动。

此时，选择欧拉角 θ，ψ，ϕ 作为变量讨论岁差章动基本方程的解。

1．力函数的形式转换　为了讨论岁差章动方程的解，必须首先将力函数 U 表示为欧拉角 ψ，θ 和时间 t 的显函数。

前面已说明，力函数 U 可简化为

$$U=-\frac{3(C-A)}{2}\left(GM\frac{z^2}{\rho^5}+GS\frac{z_1^2}{\rho_1^5}\right).$$

现在将 U 作一些转换，按开普勒第三定律近似地有

$$GS=n_1^2a_1^3$$

n_1，a_1 分别为地球的平均运动角速度和轨道半长径，代入上式，化成

$$U=-\frac{3}{2}(C-A)n_1^2\left[\left(\frac{z_1}{\rho_1}\right)^2\left(\frac{a_1}{\rho_1}\right)^3+\frac{M}{S}\left(\frac{z}{\rho}\right)^2\left(\frac{a}{\rho}\right)^3\left(\frac{a_1}{a}\right)^3\right].$$

定义 K，L 为

$$K=\frac{3}{2}(C-A)\frac{n_1^2}{C\omega}$$

$$L=\frac{M}{S}\left(\frac{a_1}{a}\right)^3.$$

则

$$-\frac{U}{C\omega}=K\left[L\left(\frac{a}{\rho}\right)^3\left(\frac{z}{\rho}\right)^2+\left(\frac{z_1}{\rho_1}\right)^2\left(\frac{a_1}{\rho_1}\right)^3\right]. \quad (18.103)$$

从图 18.6 可看出，O-ABC 与 O-XYZ 系之间可以用欧拉角来进行转换，设（l_3, m_3, n_3）为 $\boldsymbol{OC}$ 轴相对于 O-XYZ 系的方向余弦，利用球面三角关系容易得出

$$\left.\begin{aligned}l_3&=\cos CX=-\sin\theta\sin\psi,\\ m_3&=\cos CY=\sin\theta\cos\psi,\\ n_3&=\cos CZ=\cos\theta.\end{aligned}\right\} \quad (18.104)$$

如果月球或太阳对 O-ABC 系的坐标为(X, Y, Z)，对 O-XYZ 系的坐标为(ξ, η, ζ)，则有

$$\begin{aligned}z&=l_3\xi+m_3\eta+n_3\zeta\\ &=-\xi\sin\theta\sin\psi+\eta\sin\theta\cos\psi+\zeta\cos\theta.\end{aligned} \quad (18.105)$$

同理

$$z_1=-\xi_1\sin\theta\sin\psi+\eta_1\sin\theta\cos\psi+\zeta_1\cos\theta. \quad (18.106)$$

将(18.105)式和(18.106)式代入(18.103)式就可将力函数 U 展开为欧拉角的函数。

将 U 展开为时间 t 的显函数，主要是展开$\left(\frac{a}{\rho}\right)^3$和$\left(\frac{z}{\rho}\right)^2$(对太阳的$\left(\frac{z_1}{\rho_1}\right)^2$和$\left(\frac{a_1}{\rho_1}\right)^3$也可类似推导)。如图 18.7 所示，以地球质量中心 O 为天球中心，O-$X_0Y_0Z_0$ 为历元 t_0 时的地心黄道直角坐标系。大圆 ACE 为任一瞬时 t 的黄道，K 为大圆的极，i 为 t 时黄道对 t_0 时黄道的交角。大圆 BCM 为 t 时月球轨道，M 为 t 时月球位置，C 为月球轨道对 t 时黄道的升交点，c_1 为月

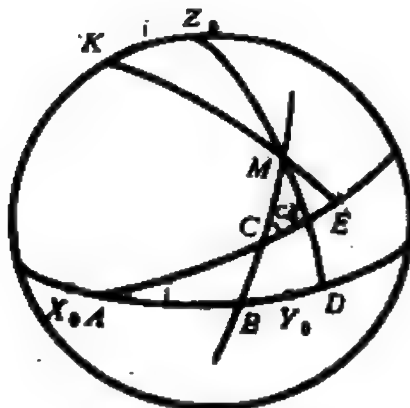


图 18.7　力函数的展开

球轨道与黄道的交角(约 5°8′)。$\left(\frac{z}{\rho}\right)^2$, $\left(\frac{a}{\rho}\right)^3$ 的展开需用二体问题的级数展开关系、月球的坐标与轨道根数的关系以及(18.105)式等等，这里只给出结果：

$$
\begin{aligned}
\left(\frac{a}{\rho}\right)^3\left(\frac{z}{\rho}\right)^2=&\left(\frac{1}{2}+\frac{3}{4}e^2-\frac{3}{4}S^2\right)\sin^2\theta \\
&+S\left(1+\frac{3}{2}e^2-\frac{1}{2}S^2\right)\sin\theta\cos\theta\cos(N+\psi) \\
&-\frac{1}{4}S^2\sin^2\theta\cos(2N+2\psi) \\
&+i\sin\theta\cos\theta\cos(\Omega+\psi)+\frac{3}{2}e\sin^2\theta\cos M \\
&-\frac{1}{2}\sin^2\theta\cos(2M+2\tilde{\omega}+2\psi)+\cdots
\end{aligned}
\quad (18.107)
$$

其中 $S=\sin c_1$, $N=X_0A+AC=\Omega+AC$, M 为月球平近点角。$\tilde{\omega}$ 为月球近地点平经。

上述结果，对太阳的情况也照样适用，只是 $S=\sin c_1=0$，用 M_1、$\tilde{\omega}_1$、e_1 代替上式中的 M、$\tilde{\omega}$、e，则 $\left(\frac{a_1}{\rho_1}\right)^3\left(\frac{z_1}{\rho_1}\right)^2$ 式和(18.107)式完全相同。最终可得力函数 U 的展开式为

$$
\begin{aligned}
-\frac{U}{C\omega} &= K\left\{L\left(\frac{a}{\rho}\right)^3\left(\frac{z}{\rho}\right)^2+\left(\frac{a_1}{\rho_1}\right)^3\left(\frac{z_1}{\rho_1}\right)^2\right] \\
&= K\left\{\left[L\left(\frac{1}{2}+\frac{3}{4}e^2-\frac{3}{4}S^2\right)+\frac{1}{2}+\frac{3}{4}e_1^2\right]\sin^2\theta\right. \\
&\quad +LS\left(1-\frac{1}{2}S^2+\frac{3}{2}e^2\right)\sin\theta\cos\theta\cos(N+\psi) \\
&\quad -\frac{1}{4}LS^2\sin^2\theta\cos(2N+2\psi) \\
&\quad -\frac{1}{2}[L\cos(2M+2\tilde{\omega}+2\psi) \\
&\quad +\cos(2M_1+2\tilde{\omega}_1+2\psi)]\sin^2\theta \\
&\quad +i(L+1)\cos(\psi+\Omega)\sin\theta\cos\theta \\
&\quad \left.+\frac{3}{2}(Le\cos M+e_1\cos M_1)\sin^2\theta+\cdots\right\}
\end{aligned} \tag{18.108}
$$

其中 N, e, S, $\tilde{\omega}$ 等都是月球的轨道根数，相对于地球的根数而言，它们的变化较快，可看成是时间 t 的周期函数。这些项内起主要作用的是月球的升交点经度 N，它的变化周期为 18.6 年，它在 18.6 年内约减少 2π。而地球的轨道根数 $\tilde{\omega}_1$, e_1 等的变化很小，在几千年内都可以看作长期变化。根据地球轨道运动理论，在其他行星摄动下，地球的有关根数可写为

$$
\left.\begin{aligned}
e_1 &= e_0+e't, \\
i\sin\Omega &= gt+ht^2, \\
i\cos\Omega &= g_1t+h_1t^2.
\end{aligned}\right\} \tag{18.109}
$$

其中 e', g, g_1, h_1, h 都为非常小的量。如果略去 e'^2, h, h_1 的项，则得

$$
\begin{aligned}
i\cos(\psi+\Omega) &= \cos\psi(i\cos\Omega)-\sin\psi(i\sin\Omega) \\
&= (g_1\cos\psi-g\sin\psi)t,
\end{aligned} \tag{18.110}
$$

$$
e_1^2 = e_0^2+2e_0e't. \tag{18.111}
$$

将(18.109)－(18.111)三式代入(18.108)式，并将长期项和周期

项分开，则有

$$\frac{U}{C\omega}=F\sin^2\theta+[G(g_1\cos\psi-g\sin\psi)\sin\theta\cos\theta+H\sin^2\theta]t+V \tag{18.112}$$

其中

$$\left.\begin{aligned}&F=K\left[L\left(\frac{1}{2}+\frac{3}{4}e^2-\frac{3}{4}S^2\right)+\frac{1}{2}+\frac{3}{4}e_0^2\right],\\&G=K(L+1),\\&H=\frac{3}{2}Ke_0e'.\end{aligned}\right\} \tag{18.113}$$

而 $V=V(\theta,\ \psi,\ N,\ e,\ S,\ \tilde{\omega},\ M,\ e_1,\ \tilde{\omega}_1,\ M_1)$中只含有周期项。

2．岁差章动现象的力学解释

利用上面所得的力函数 U 就可求解岁差章动基本方程

$$\left.\begin{aligned}&\dot{\psi}=-\frac{1}{C\omega\sin\theta}\frac{\partial U}{\partial\theta},\\&\dot{\theta}=\frac{1}{C\omega\sin\theta}\frac{\partial U}{\partial\psi}.\end{aligned}\right\} \tag{18.114}$$

将(18.112)式代入可得

$$\left.\begin{aligned}&\dot{\psi}=2F\cos\theta+\left[G(g_1\cos\psi-g\sin\psi)\frac{\cos2\theta}{\sin\theta}+2H\cos\theta\right]t+\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial V}{\partial\theta},\\&\dot{\theta}=G\cos\theta(g_1\sin\psi+g\cos\psi)t-\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial V}{\partial\psi}\end{aligned}\right\} \tag{18.115}$$

方程式右端的长期部分和周期部分是分开的，为此，假设方程的形式解为

$$\left.\begin{aligned}&\psi=\psi_m+\delta_\psi,\\&\theta=\theta_m+\delta_\theta.\end{aligned}\right\} \tag{18.116}$$

于是，就可将(18.115)式的长期项和周期项分开为两组方程

$$
\left.\begin{aligned}
\dot{\psi}_m &= 2F\cos\theta + \Big[G(g_1\cos\psi - g\sin\psi) \\
&\quad \times \frac{\cos 2\theta}{\sin\theta} + 2H\cos\theta\Big]t, \\
\dot{\theta}_m &= G\cos\theta(g_1\sin\psi + g\cos\psi)t.
\end{aligned}\right\} \tag{18.117}
$$

$$
\left.\begin{aligned}
\frac{d\delta_\psi}{dt} &= \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial V}{\partial\theta}, \\
\frac{d\delta_\theta}{dt} &= -\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial V}{\partial\psi}.
\end{aligned}\right\} \tag{18.118}
$$

由实际观测知 ψ，θ 的变化很慢（ψ 要 70 年左右才增加 1°，θ 是微小的周期变化，振幅小于 10″），若定义地心黄道坐标系 $O\text{-}X_0Y_0Z_0$ 的 X_0 轴指向初始 t_0 时刻的春分点（见图 18.7），此时 ψ_0 近似为零。因此 ψ 的变化极其缓慢，且在（18.117）式中含 ψ 的项前的系数为小量 g，g_1，在近似的情况下，可令

$$
\sin\psi = 0, \quad \cos\psi = 1, \quad \theta = \theta_0.
$$

由此（18.117）式可简化为

$$
\left.\begin{aligned}
\dot{\psi}_m &= 2F\cos\theta_0 + \left(Gg_1\frac{\cos 2\theta_0}{\sin\theta_0} + 2H\cos\theta_0\right)t, \\
\dot{\theta}_m &= Gg\cos\theta_0 t.
\end{aligned}\right\} \tag{18.119}
$$

积分后可得

$$
\left.\begin{aligned}
\psi_m &= \psi_0 + at + bt^2, \\
\theta_m &= \theta_0 + ct^2.
\end{aligned}\right\} \tag{18.120}
$$

其中

$$
\left.\begin{aligned}
a &= 2F\cos\theta_0, \\
b &= \frac{1}{2}\left(\frac{Gg_1\cos 2\theta_0}{\sin\theta_0} + 2H\cos\theta_0\right), \\
c &= \frac{1}{2}Gg\cos\theta_0.
\end{aligned}\right\} \tag{18.121}
$$

同理，若将力函数 U 的周期部分 V 的具体形式代入（18.118）式，

两边积分后就可得出周期部分 δ_ψ，δ_θ 的表达式．若仅列出主要项，则其结果为

$$\left.\begin{aligned}\delta_\psi&=-D\sin(N+\psi)+\cdots,\\ \delta_\theta&=E\cos(N+\psi)+\cdots.\end{aligned}\right\}\qquad(18.122)$$

其中

$$\left.\begin{aligned}aD&=KLS\left(1-\frac{1}{2}S^2+\frac{3}{2}e^2\right)\frac{\cos 2\theta_0}{\sin\theta_0},\\ aE&=KLS\left(1-\frac{1}{2}S^2+\frac{3}{2}e^2\right)\cos\theta_0.\end{aligned}\right\}\qquad(18.123)$$

$$a=33.757146 \text{ 弧度/儒略世纪}$$

综合(18.120)式和(18.122)式可得岁差章动基本方程的解为

$$\left.\begin{aligned}\psi&=\psi_m+\delta_\psi=\psi_0+at+bt^2-D\sin(N+\psi)+\cdots\\ \theta&=\theta_m+\delta_\theta=\theta_0+ct^2+E\cos(N+\psi)+\cdots\end{aligned}\right\}\qquad(18.124)$$

(18.124)中的长期部分 ψ_m，θ_m 统称日月岁差，系数 a 称为日月岁差常数，这些项随着时间的增加而无限增长或减小。计算和观测的结果都表明，当 t 增加时，ψ_m 减小即春分点不断西移，这就使恒星年和回归年的长度不一样，此称为岁差。ψ_m 的值叫做黄经岁差，θ_m 的值叫做黄赤交角岁差。

另一部分是周期项，(18.122)式所给出的主要项的周期为 18.6 年=6798 天，而且振幅又是最大。在中国古代 18.6 年的时间叫做一章，故以这样的周期振动的现象叫做章动。章动的概念也推广应用于 δ_ψ，δ_θ 中的非主要项周期振动，因此，称 δ_ψ 为黄经章动，δ_θ 为黄赤交角章动。

如果只考虑岁差，则任何时刻 t 时的天极、春分点和天赤道叫做平天极，平春分点和平赤道。若加上章动改正后，则相应的量分别叫做真天极，真春分点和真赤道。同样，天体所在的位置

也相应的有平位置和真位置之分。从(18.122)式可以看出，章动的主要项描绘出一个长短半径分别为 D 和 E 的椭圆，使得真天极围绕平天极作近似椭圆的周期振动，这个椭圆叫做章动椭圆。

以上所得的解是很近似的，在实际问题中岁差章动的计算当然要复杂得多。从观测上和理论上准确地定出岁差章动公式中的常数是天体测量学和天体力学的一个重要任务。

主要参考书目

[1] 戴文赛主编，天文学教程(下册)。上海科学技术出版社，1962。

[2] C. H. 勃拉日哥著，易照华等译，球面天文学教程。高等教育出版社，1954。

[3] 苗永宽编著，球面天文学。科学出版社，1983。

[4] 张承志，夏一飞编著，天体测量学。高等教育出版社，1986。

[5] 吴守贤等编，时间测量。科学出版社，1983。

[6] 李东明等编著，等高方法及其在基本天体测量中的应用。科学出版社，1983。

[7] 紫金山天文台编，中国天文年历。科学出版社，1985。

[8] 易照华等编著，天体力学引论。科学出版社，1978。

[9] D. 布劳威尔，G. M. 克莱门斯著，[illegible]林，丁华译，天体力学方法。科学出版社，1986。

[10] J. 柯瓦列夫斯基著，黄坤仪译，天体力学引论。科学出版社，1984。

[11] Brown, G. W. & Chook, C. A. Planetary Theory. Dover Publication Inc., 1964.

[12] Fitzpatrick, P. M. Principles of Celestial Mechanics. Academic Press Inc., 1970.

[13] Moulton, F. R. An Introduction to Celestial Mechanics. (Second Edition) Dover Publishing Inc., 1970.

[14] Roy, A. E. Orbital Motion. (Second Edition) Adam Hilger Ltd., 1982.

[15] Szebehely, V. Theory of Orbit-The Restricted Problem of Three Bodies. Academic Press Inc., 1967.

[16] 赵进义编著，易照华修订，天体力学，上海科学技术出版社，1987。

人 名 索 引

一行，(上册)45，103
万户，(上册)225
尸佼，(上册)261
王充，(上册)188，228
王锡阐，(上册)49
甘德，(上册)43
石申，(上册)43，225；(下册)97
庄子，(上册)261
杨伟，(上册)45
苏颂，(上册)47，80
李淳风，(上册)45
李善兰，(上册)49
何承天，(上册)45
沈括，(上册)47
张子信，(上册)45
张钰哲，(上册)42，354，366
张衡，(上册)44，45，225，228，341
张謇，(上册)49
柳宗元，(上册)45
姜岌，(下册)2
祖冲之，(上册)45，103，225
祖暅，(上册)45
郭守敬，(上册)47，48，49，158，225
席泽宗，(中册)91
徐光启，(上册)48
梅文鼎，(上册)49

梁令瓒，（上册）45
韩公廉，（上册）47，80
虞喜，（上册45）；（下册）35
薛凤祚，（上册）49
薄树人，（中册）91
戴文赛，（上册）292，398，399，400，402

A

Abell, G. O. 阿贝尔，（中册）372，382，383
Abney，W. de W. 阿布内，（中册）49
Adams, J. C. 亚当斯，（上册）37，265，330，489
Aitken, R. G. 艾特肯，（中册）148
Alfvén, H. 阿尔文，（上册）248，298
Allen, C. W. 艾伦，（上册）295
Alpher, R. 阿尔弗，（中册）425，427
Apollonius 阿波隆尼斯，（上册）259
Argelander, F. 阿格兰德，（中册）55，56，289
Aristarchus 阿利斯塔克，（上册）32，190，262
Aristotle 亚里斯多德，（上册）32，166，228，259，262，355，373
Arp, H. 阿普，（中册）411，412
Augustus 奥古斯都，（上册）101
Auman, H. H. 奥曼，（中册）329
Auwers, A. 奥韦斯，（下册）98

B

Baade, W. 巴德，（中册）84，124，309，310，317
Babcock, H. W. 巴布科克，（上册）457；（中册）75，76
Barbinet, J. 巴比内特，（上册）399
Bayer, J. 巴耶，（上册）503
Becklin, E. E. 贝克林，（中册）250，329
Bell, S. J. 贝尔，（上册）490；（中册）127，140

Bessel, F. W. 贝塞耳，（上册）37，265，364，489；（中册）4，5，116；（下册）6，97
Bethe, H. A. 贝特，（上册）413，489
Bevis, J. 比维斯，（中册）110
Bickerton, A. W. 比克顿，（上册）399
Biela, W. 比拉，（上册）369
Blaauw, A. 布劳乌，（中册）208
Blake, L. 布莱克，（上册）150
Blitz, L. 布利茨，（中册）304
Bode, J. E. 波得，（上册）279，337
Bondi, H. 邦迪，（中册）427
Boss, B. 本杰明·博斯，（下册）98
Boss, L. 刘易斯·博斯，（中册）199，（下册）98
Bowen, I. S. 鲍恩，（中册）216
Bradley, J. 布拉德雷，（上册）35, 265, 488；（下册）6, 22
Brahe, Tycho 第谷·布拉赫，（上册）35，49，158，265，282，355；（中册）103；（下册）147
Brorsen, T. 勃罗森，（上册）397
Bruno, G. 布鲁诺，（上册）265
Buffon, G. L. L. 布丰，（上册）398
Bunsen, R. W. 本生，（上册）423
Burbidge, E. M. 伯比奇，（中册）269
Burbidge, G. R. 伯比奇，（中册）269
Burnham, S. W. 伯恩汉，（中册）148

C

Cameron, A. G. W. 卡梅伦，（上册）250，398
Carrington, R. C. 卡林顿，（上册）447，515
Carswell, R. F. 卡斯韦尔，（中册）416
Cassini, G. D. 乔·卡西尼，（上册）36, 265, 346, 395, 407
Chambers, G. F. 钱伯斯，（中册）55
Chandler, S. C. 钱德勒，（下册）113

Chandrasekhar, S. 钱德拉塞卡，（上册）489；（中册）121
Clark, A. 克拉克，（中册）116
Clausius, R. 克劳修斯，（中册）379
Columbus, C. 哥伦布，（上册）4
Copernicus, N. 哥白尼，（上册）4, 7, 16, 34, 37, 158, 262, 264, 265, 355；（中册）4, 276
Curtis, H. D. 柯蒂斯，（中册）337, 338

D

Danjon, A.-L. 丹戎，（上册）160
Darwin, C. 查·达尔文，（上册）388
Darwin, G. H. 乔治·达尔文，（上册）247
De Gasparis, A. 德加斯帕里，（上册）388
Democritus 德谟克里特，（上册）262；（中册）421
Descartes R. 笛卡尔，（上册）397
Dicke, R. 迪克，（中册）429
Dirac, P. 狄拉克，（中册）119
Doppler, C. 多普勒，（中册）47
Downes, D. 多恩斯，（中册）325
Dreyer, J. L. E. 德雷耶，（中册）195
Duncan, J. C. 邓肯，（中册）110, 338

E

Eddington, A. S. 爱丁顿，（上册）39, 229, 406，（中册）44, 83, 90, 119, 258, 424
Eddy, J. A. 埃迪，（上册）411
Edlen, B. 埃德伦，（上册）439
Eginitis 厄吉尼提斯，（下册）284
Einstein, A. 爱因斯坦，（上册）6, 79, 229, 341, 406, 489；（中册）42, 123, 140, 142, 180, 422—424, 427
Encke, J. F. 恩克，（上册）358, 368, 369

Engels, F. 恩格斯，(上册)264
Eratosthenes 埃拉托斯特尼，(上册)32，166
Eudoxus 欧多克斯，(上册)32
Euler, L. 欧拉，(上册)36，358；(下册)113，243，294
Evershed, J. 埃弗谢德，(上册)455

F

Fabricius, D. 法布里休斯，(中册)54
Fermi, E. 费米，(中册)119
Flamsteed, J. 弗兰斯提德，(上册)504
Fleming, S. 弗莱明，(上册)86
Forbush, S. E. 福布希，(上册)484
Foucault, J. B. L. 傅科，(上册)184
Fowler, R. H. 福勒，(中册)119
Fowler, W. A 福勒，(中册)269
Fraunhofer, J. 夫琅和费，(上册)37，424

G

Galileo, G. 伽利略，(上册)3，4，34，35，80，118，209，212，265，270，282，288；(中册)275；(下册)147，148
Galle, J. G. 伽勒，(上册)330，346，489
Gamow, G. 伽莫夫，(中册)425
Gauss, C. F. 高斯，(下册)144，183，184
Gerstenkorn, H. 格斯滕孔，(上册)248
Gibbs 吉布斯，(下册)183
Gill, D. 吉尔，(上册)346
Gold, T. 戈尔德，(中册)427
Goldschmidt, V. M. 戈尔德施米特，(中册)269
Goodricke, J. 古德里克，(中册)55，79，172
Gould, B. A. 古德，(中册)323
Graham, A. 格拉汉姆，(上册)338

Greenstein, J. L.　格林斯坦，（中册）406
Gregory　格里果里九世，（上册）262
Gregory, R.　格里果里十三世，（上册）101
Gylden, H.　吉尔当，（下册）6

H

Hackman, R. J.　哈克曼，（上册）251
Hale, G. E.　海耳，（上册）429
Hall, A.　霍尔，　（上册）311；
Hall, J. S.　霍尔，（中册）240
Halley, E.　哈雷，（上册）35, 36, 272, 356, 358, 408; 488;（中册）283
Harding, K.　哈丁，（上册）338
Haro, G.　阿罗，（中册）244, 246, 388
Hartmann, J.　哈特曼，（中册）229
Hawking, S.　霍金，（中册）144, 145
Hayashi, C.　林忠四郎，（上册）398
Heisenberg, W.　海森伯，（中册）120
Hencke, K. L.　亨克，（上册）338
Henderson,　T. 亨德森，（上册）37, 265, 489;（中册）4, 5
Heracleides　赫拉克利德，（上册）32
Herbig, G. H;　赫比格，（中册）244, 246
Herman, R.　赫尔曼，（中册）425, 427
Herschel, F. W.　威廉·赫歇耳，（上册）36, 38, 148, 254, 279, 327, 337, 480, 484, 488;（中册）148, 214, 215, 275, 279, 289, 334, 335
Herschel, J. F.　约翰·赫歇耳，（上册）49;（中册）55, 195, 275
Hertzsprung, E.　赫茨普龙，（上册）489;（中册）35, 62, 81, 265
Hewish, A.　休伊什，（上册）490;（中册）126—128, 140
Hill, G.W.　希尔，（下册）234
Hiltner, W. A.　希尔特纳，（中册）240
Hind, J. R.　欣德，（上册）338
Hipparchus　喜帕恰斯，（上册）32, 43, 191, 228, 259;（中册）8;（下册）35
Hoffman, W. F.　霍夫曼，（中册）329

Høg, E. 霍格，（下册）77
Holmberg, E. 霍尔姆堡，（中册）356
Hoyle, F. 霍伊尔，（上册）398；（中册）269，427
Huang, S. S. 黄授书，（上册）149，490；（中册）74；（下册）291
Hubble, E. P. 哈勃，（上册）27，40，489；（中册）110，338，339，346，350，351，383
Huggins, W. 哈根斯，（中册）220，223，335
Humason, M. L. 哈马逊，（中册）350，351
Humboldt, F. W. 洪保德，（中册）334
Huygens, C. 惠更斯，（上册）80，332，488；（中册）148；（下册）148

I

Ikeya 池谷，（上册）372

J

Jacobi, K. G. J. 雅可比，（下册）228
Jansky, K. G. 央斯基，（上册）136，137，489；（中册）325
Jeans, J. H. 金斯，（中册）250，251
Jeffers, H. M. 杰弗斯，（中册）148
Jenkins, L. F. 詹金斯，（下册）100
Johnson, H. L. 约翰逊，（中册）12
Joy, A. H. 乔伊，（中册）59
Julius Caesar 儒略·凯撒，（上册）100，101

K

Kant, I. 康德，（上册）7，36，78，79，247，398，488；（中册）275，334
Kapteyn, J. C. 卡普坦，（中册）200，275，276
Keenan, P. C. 基南，（中册）36
Kepler, J. 开普勒，（上册）35，49，158，265，279，282，284，285，337，341，346，488；（中册）103；（下册）147

Kerr, R. P.　克尔，（中册）143
Kinoshita, H.　木下宙，（下册）39
Kirchhoff, G. R.　基尔霍夫，（上册）37，423
Kleinmann, D. E.　克莱曼，（中册）249
Kohoutek, L.　科胡特克，（上册）372
Kopal, Z.　科帕尔，（中册）164，166
Kowal, C. T.　柯瓦尔，（上册）351
Kraft, R. F.　克拉夫特，（中册）96，97
Kuiper, G. P.　柯伊伯，（上册）401，402

L

La Caille, N. L.　拉卡伊，（上册）194
Labeyrie, A.　拉贝里，（中册）15
Lagrange, J.-L.　拉格朗日，（上册）402；（下册）233，243，249，284
Lalande, J.-J.　勒朗德，（上册）194
Lampland, C. D.　兰普兰特，（中册）110
Laplace, P.-S.　拉普拉斯，（上册）36，398，488，（中册）140；（下册）278，284
Leavitt, H. S.　勒维特，（上册）489；（中册）81，276
Leighton, R. B.　莱顿，（上册）411，427
Lemaître, A. G.　勒梅特，（中册）425
Le Verrier, U.　勒威耶；（上册）37，265，330，346，489；（下册）284
Lin, C. C.　林家翘，（中册）321，322
Lindblad, B.　林德布拉德，（中册）296，312，320，321
Low, F. J.　洛，（中册）249，329
Lowell, P.　洛韦尔，（上册）311
Luyten, W. J.　雷登，（中册）62
Lyot, B. F.　李奥，（上册）429
Lyttleton, R. A.　里特顿，（上册）247

M

Mac Donald, G. J. F.　麦克唐纳，（上册）249

Magellan, F. 麦哲伦，(中册)365
Marx, K. 马克思，(上册)30，78
Matthews, T. 马修斯，(中册)405
Maunder, E. W. 蒙德，(上册)411，447
Maxwell, J. 麦克斯韦，(上册)322
Mayall, N. U. 梅奥尔，(中册)317
Méchain, P. 梅襄，(中册)195
Meffroy, J. 美伏罗瓦，(下册)284
Merton, G. A. 梅尔顿，(下册)183
Message, P. J. 梅塞奇，(下册)285
Messier, C. 梅西耶，(中册)110，195，334
Michelson, A. A. 迈克耳孙，(中册)14
Mils, B. Y. 米尔斯，(上册)144
Minnet, H. C. 明内特，(中册)325
Mohammed 穆罕默德，(上册)104
Mohorovičić 莫霍洛维奇契，(上册)173
Montanari, G. 蒙塔纳里，(中册)55
Moore, P. 穆尔，(上册)253，425
Morgan, W. W. 摩根，(中册)12，36，208，317，388

N

Neugebauer, G. 诺伊吉保尔，(中册)250，329
Newcomb, S. 纽康，(上册)84，237；(下册)101，123
Newton, I. 牛顿，(上册)6，11，18，35，79，166，209，265，282，283，285，340，423，488；(中册)140，243，244，250，421，422；(下册)148

O

Olbers, H. W. M. 奥伯斯，(上册)338，401；(中册)421
Oort, J. H. 奥尔特，(上册)403；(下册)297，301
Oppenheimer, J. R. 奥本海默，(中册)124

Oppolzer, T. 奥波耳彻尔，（下册）183
Orowan, E. 奥罗万，（上册）250

P

Peebles, P. J. E. 皮布尔斯，（中册）429
Penzias, A. 彭齐亚斯，（上册）490；（中册）428, 430, 432
Philolaus 菲洛劳斯，（上册）262
Piazzi, G. 皮亚齐，（上册）279, 488；（下册）183
Piddington, J. H. 皮丁顿，（中册）325
Planck, M. 普朗克，（中册）433
Plato 柏拉图，（上册）32, 78, 262
Pogson, N. R. 普森，（中册）8
Poincaré, J. H. 庞加莱，（下册）211
Posidonius 波西东尼乌斯，（下册）2
Ptolemy, C. 托勒玫，（上册）32, 48, 259, 260, 261, 262；（中册）283；（下册）2
Pythagoras 毕达哥拉斯，（上册）32, 166

R

Rayet, G. 拉叶，（中册）66
Reber, G. 雷伯，（上册）137, 143, 489
Riccioli, J. B. 利齐奥里，（中册）148
Ringwood, A. E. 灵伍德，（上册）250
Ritchey, G. W. 里奇，（中册）337
Roche, E. 洛希，（中册）165
Rφmer, O. 罗默，（上册）163, 321, 488；（下册）77
Rood, H. J. 鲁德，（中册）373
Rosse, W. P. 罗斯，（上册）38；（中册）110, 335
Rosseland, S. 罗斯兰，（中册）219
Russell, C. T. 罗素，（上册）295

Russell, H. N. 罗素，(上册)489；(中册)35，257
Ryle, M. 赖尔，(上册)146

S

Saha, M. N. 萨哈，(中册)31
Sandage, A. 桑德奇，(中册)405，411
Sanduleak, N. 桑杜利克，(中册)188
Sastry, G. N. 萨斯特里，(中册)373
Schiaparelli, G. V. 斯基帕雷利，(上册)308
Schlesinger, F. 施莱辛格，(中册)52
Schmidt, B. V. 贝·施米特，(上册)489
Schmidt, M. 玛·施米特，(上册)490；(中册)406
Schwarzschild, K. 史瓦西，(中册)141，293
Secchi, A. 塞奇，(中册)71
Seeliger, H. 西利格，(中册)280
Seki 关，(上册)372
Seyfert, C. K. 赛弗特，(中册)388
Shapley, H. 沙普利，(上册)489；(中册)79，210，276，336—338
Shoemaker, E. M. 舍马克，(上册)251
Shu, F. H. 徐遐生，(中册)321
Singer, S. F. 辛格，(上册)249
Slipher, V. M. 斯里弗，(中册)223，350，424
Spöerer, G. 斯玻勒，(上册)447
Stephenson, C. B. 斯蒂芬森，(中册)188
Stockton, A. 斯托克顿，(中册)417
Strömberg, G. 斯特隆堡，(中册)295
Strömgren, B. 斯特龙根，(中册)233
Strömgren, E. 斯特龙根，(中册)13
Struve, O. 奥托·斯特鲁维，(中册)51，74
Stumpff, K. K. 斯坦普夫，(上册)295
Swedenberg, E. 斯维登堡，(中册)275，334

T

Talcott, A. 太尔各特，（下册）109
Tisserand, F. F. 蒂塞朗，（下册）284
Titius, J. D. 提丢斯，（上册）36，279，488
Tombaugh, C. W. 汤博，（上册）332，489
Trumpler, R. J. 特朗普勒，（中册）202，229

U

Urey, H. C. 尤里，（上册）249

V

Van Allen, J. A. 范爱伦，（上册）182
Van de Hulst, H. C. 范德胡斯特，（中册）231，232
Van den Bergh, S. 范登贝尔格，（中册）205
Vaucouleurs, G. 沃库勒，（中册）324，382，428
Vogt, H. 沃格特，（中册）257
Volkoff, G. M. 沃尔科夫，（中册）124

W

Wahr, J. 瓦尔，（下册）39
Walker, M. F. 沃尔克，（中册）96
Walsh, D. 沃尔什，（中册）416
Wegener, A. 韦格纳，（上册）173
Weizsäcker, C. F. F. 魏茨泽克，（上册）413，489
Weymann, R. J. 韦曼，（中册）416
Whipple, F. L. 惠普尔，（上册）367，403
Wilson, R. W. 威尔逊，（上册）490；（中册）428，430，432
Wise, D. U. 怀斯，（上册）247
Wolf, C. J. E. 沃尔夫，（中册）66

Wolf, R. 罗·沃尔夫，(上册)451，452，484
Woolard, E. W. 伍拉德，(下册)39
Wright, T. 赖特，(上册)488；(中册)275，334
Wylie, A. 伟烈亚力，(上册)49

Z

Zeemann, P. 塞曼，(上册)456
Zwicky, F. 兹威基，(中册)124，372，373，383，388，401
Амбарцумян, В. А. 阿姆巴楚米扬，(中册)178，204—206
Белопольский, А. А. 贝洛波尔斯基，(中册)79，172
Всехсвятский, С. К. 弗谢赫斯维亚茨基，(上册)403
Ковальский, М. А. 科瓦列斯基，(中册)438
Козлов, В. В. 科兹洛夫，(上册)253
Костинский 科斯京斯基，(下册)114
Кукаркин, Б. В. 库卡尔金，(中册)312
Ландау, Л. Д. 朗道，(上册)489，490；(中册)121，124
Ломоносов, М. В. 罗蒙诺索夫，(上册)36，272，294
Маркарян, Б. Е. 马卡良，(中册)387，388
Паренаго, П. П. 帕连纳戈，(中册)312
Сафронов, В. С. 萨夫龙诺夫，(上册)398
Струве, В. Я. 瓦·雅·斯特鲁维，(上册)37，265，489；(中册)4，5，148
Струве, Л. О. 勒·奥·斯特鲁维，(中册)295
Струве, О. В. 奥·瓦·斯特鲁维，(中册)148
Тихов, Г. А. 季霍夫，(上册)311
Фридман, А. 弗里德曼，(中册)424
Щаин, Г. А. 沙因，(中册)51
Щмидт, О. Ю. 奥·尤·施米特，(上册)249

名 词 索 引

为方便读者，本书编纂了名词索引。除了通常的编排原则，本索引还需说明：

(1) 所有名词都只给出一、二处最重要的出现处的页码，或者是对它们下定义处，或者那儿有重要的阐发。

(2) 凡已在本书章节标题上出现之名词(如"太阳"、"地球"等)读者查目录已一目了然，故不再列入本索引。

一 画

一阶摄动，(下册)272

二 画

二阶摄动，(下册)272
人卫照相机，(下册)87
人马A，(中册)325
人造卫星激光测距，(下册)126
人造卫星激光测距仪，(下册)130
人造地球卫星运动理论，(下册)285
几何延迟时间，(下册)126
力学视差，(中册)164

三 画

三合星，(中册)147
三角视差，(中册)4
三角视差法，(上册)191
三统历周期，(上册)237
干支，(上册)105
下合，(上册)267
下弦，(上册)202
大犬β型星，(中册)87
大中星仪，(下册)75
大气反常折射，(上册)159；(下册)6
大气色散，(上册)113
大气折射，(上册)115；(下册)7
大气折射订正表，(下册)7
大气折射常数，(下册)5
大气食，(中册)175
大气消光，(上册)113
大气窗口，(上册)112
大地水准面，(上册)167
大地纬度，(上册)171
大红斑，(上册)313
大麦哲伦云，(中册)365
大序，(中册)79

大陆漂移，（上册）173
大统一时期，（中册）434
大陵五，（中册）171
大陵伴星，（中册）266
大陵型食双星，（中册）172
大熊星团，（中册）200
大熊W，（中册）174
大熊 W 型食双星，（中册）174
大熊 ξ，（中册）177
大爆炸宇宙论，（中册）425
万有引力常数，（上册）285；（下册）152
上弦，（上册）201
上合，（上册）267
广义相对论，（中册）140
广角天体照相仪，（下册）87
弓形激波，（中册）168
小行星卫星，（上册）353
小麦哲伦云，（中册）365
马卡良星系，（中册）387
马卡良 205，（中册）411
子午环，（上册）160；（下册）72
子午观测，（下册）71
子午线方向，（下册）132
子星，（中册）147

四　画

比邻星，（中册）5
比拉彗星，（上册）369
比较星，（下册）92
切向速度，（中册）284
无线电时号，（下册）83
天王星，（上册）327
天文三角形，（上册）69；（下册）132
天文动力学，（上册）12
天文地球动力学，（上册）10
天文导航，（下册）140
天文纬度，（上册）171
天文单位，（上册）407
天文学三大验证，（上册）6
天文参考系，（下册）95
天文测时，（下册）117
天文经纬仪，（下册）133
天文符号，（上册）28
天文摆钟，（下册）119
天平动，（上册）206
天体，（上册）1
天体力学，（上册）10
天体力学分析方法，（下册）263
天体力学定性方法，（下册）264
天体力学数值方法，（下册）263
天体物理学，（上册）12
天体测量学，（上册）9
天体测量双星，（中册）150
天体照相仪，（下册）86
天体演化学，（上册）14
天顶仪，（上册）162，（下册）110
天顶点，（下册）134
天底点，（下册）75
天线温度，（中册）325
天狼 A，（中册）116
天狼 B，（中册）116
天球仪，（上册）52
天象仪，（上册）52
天琴 RR 空区，（中册）212

天琴 RR 型星，（中册）85
天琴 β，（中册）172
天鹅座圈，（中册）104
天鹅 A，（中册）391
天鹅 P，（中册）69
天鹅 P 型星，（中册）70
天鹅 P 型谱线轮廓，（中册）70
天鹅 X-1，（中册）181
天鹅 31，（中册）175
天鹅 32，（中册）175
天鹅 61，（中册）4
天蝎-半人马星团，（中册）200
夫琅和费光谱，（上册）423
开阳，（中册）177
开普勒运动，（上册）258
不规则卫星，（上册）282
不规则变星，（中册）88
不规则星系，（中册）346
不变平面，（上册）277
不相接双星，（中册）166
不透明度，（中册）42
木卫现象，（上册）319
木星能源，（上册）316
五分钟振荡，（上册）411
丰度，（中册）34
太尔各特水准器，（下册）112
太尔各特星对，（下册）109
太阳大气，（上册）417
太阳历，（上册）100
太阳风，（上册）443
太阳平黄经，（下册）123
太阳系的稳定性问题，（下册）284
太阳视差，（上册）407；（下册）101
太阳活动，（上册）410
太阳射电爆发，（上册）477
太阳常数，（上册）422
太阴历，（上册）99
历元，（上册）103；（下册）1
历书天文学，（上册）11
历书时，（上册）87
区时，（上册）86
巨行星，（上册）292
巨星，（中册）35
巨星系，（中册）356
巨洞，（中册）383
中天，（上册）75
中天法测时，（下册）117
中介次系，（中册）313
中介星族I，（中册）310
中介星族II，（中册）312
中间层，（上册）178
中性层，（上册）179
中星仪，（上册）163
中微子失踪之谜，（上册）415
内因变星，（中册）57
内拉格朗日点，（中册）165
贝塞耳日数，（下册）27，57
贝塞耳(假)年，（下册）47
日心坐标，（下册）11
日心体系，（上册）261
日全食，（上册）231
日全环食，（上册）232
日环食，（上册）232
日界线，（上册）91

日冕凝聚区，（上册）441
气体彗尾，（上册）362
分光双星，（中册）150
分光视差，（中册）7
分点月，（上册）204
牛顿方程，（下册）255
牛顿时，（上册）88
长周期变星，（中册）88
长期光行差，（下册）30
长期视差，（下册）20
长期摄动，（下册）283
长焦距天体照相仪，（下册）87
反射星云，（中册）223
反射望远镜，（上册）120
反常折射，（下册）6
反常彗尾，（上册）362
反照率，（上册）294
月谷，（上册）218
月陆，（上册）216
月相，（上册）201
月面暂现现象，（上册）253
月海，（上册）214
月球激光测距，（下册）126
月掩星，（中册）15
月龄，（上册）202
六分仪，（下册）141
方位天文学，（上册）10
方位差，（下册）77
方照，（上册）272
火星生命，（上册）311
火星运河，（上册）309
双子U型星，（中册）100
双子 α，（中册）177
双切轨道，（下册）193
双重星系，（中册）354
双类星体，（中册）416
双谱分光双星（双线分光双星）
（中册）151
引力半径，（中册）141
引力收缩，（中册）253
引力红移，（中册）123
引力透镜效应，（中册）417
引力常数，（下册）104
巴耳末系，（中册）22
巴耳末跃变，（中册）28
巴纳德星，（中册）285
水内行星，（上册）258
水平支，（中册）212
水平差，（下册）77
水平轴，（下册）72
水平度盘，（下册）134

五　画

节气，（上册）107
平天极，（下册）31
平太阳，（上册）84
平太阳时，（上册）84
平均大气折射表，（下册）7
平均极，（下册）114
平均纬度，（下册）114
平均视差，（中册）294
平赤道，（下册）31
平位置，（下册）45
平面圆型限制性三体问题，（下册）224

平春分点，（下册）31
平恒星日，（下册）43
平恒星时，（下册）43
平流层，（上册）178
正常重力，（上册）170
正常旋涡星系，（中册）341
古登堡间断面，（上册）175
古德带，（中册）323
本地静止标准，（中册）292
本动，（中册）289
本星团，（中册）323
本超星系团，（中册）382
本影，（上册）230，445
本影闪耀，（上册）446
本影点，（上册）446
世界时，（上册）86
东大距，（上册）267
布喇开系，（中册）22
石英钟，（下册）119
石陨星，（上册）383
石铁陨星(陨铁石)，（上册）383
北极星，（上册）72
北极星高度和方位角表，（下册）140
北河二，（中册）177
北银极，（中册）277
北冕R型星，（中册）101
目视双星，（中册）149
目视星等，（中册）9
目镜测微器，（下册）74
电子照相机，（上册）155
电荷耦合器，（上册）156
电离，（中册）19
电离电势，（中册）19
电离层，（上册）179
四边形聚星，（中册）178
四合星，（中册）147
史瓦西半径，（中册）141
史瓦西黑洞，（中册）142
仙女星系，（中册）369
仙王VV，（中册）176
仙王β型星，（中册）87
仙王δ，（中册）79
仙后A，（中册）105
外因变星，（中册）57
生长曲线，（中册）34
白光耀斑，（上册）467
白斑，（上册）321
白道，（上册）199
包层，（中册）258
汇聚点，（中册）198
主序，（中册）35
主序星，（中册）35
主序前星，（中册）255
主环带，（上册）344
主星，（中册）147
主章动项，（下册）31
宁静日珥，（上册）460
半人马星系团，（中册）376
半人马X-3，（中册）181
半人马α，（中册）5
半人马ω，（中册）208
半规则变星，（中册）87
半相接双星，（中册）166
半影，（上册）231，445

半影月食，（上册）233
闪光光谱，（上册）429
对日照，（上册）396
对流层，（上册）177
弗里德曼宇宙模型，（中册）424
发射星云，（中册）220

六　　画

协调世界时，（上册）89
地心体系，（上册）259
地心坐标，（下册）11
地心纬度，（上册）171
地平坐标系，（上册）63
地平视差，（上册）192
地壳，（上册）172
地极坐标，（下册）114
地极受迫摆动，（下册）113
地核，（上册）175
地球力学时，（下册）124
地球弓形激波，（上册）181
地球自转参数，（下册）125
地球赤道半径，（上册）167
地球扁率，（上册）167
地理纬度，（上册）171
地冕，（上册）178
地磁要素，（上册）180
地幔，（上册）175
场星系，（中册）372
吉林陨石雨，（上册）390
西大距，（上册）267
西利格定理，（中册）279
亚巨星，（中册）37
亚巨星支，（中册）211
亚矮星，（中册）37
亚稳态，（中册）219
再发新星，（中册）98
共生星，（中册）99
共同形成说，（上册）249
共振效应，（上册）301
有效温度，（中册）23
扣克伍德空隙，（上册）344
轨道共振，（上册）344
轨道要素（轨道根数），（上册）275
毕星团，（中册）199
光子计数照相机，（上册）156
光电中星仪，（下册）119
光电星等，（中册）9
光电倍增管，（上册）155
光电等高仪，（下册）145
光行差常数，（下册）23
光行差椭圆，（下册）24
光年，（中册）3
光层，（中册）143
光环，（上册）322
光变曲线，（中册）57
光学双星，（中册）148
光度，（中册）7
光度级，（中册）36，348
光度函数，（中册）313
光速圆柱，（中册）137
光谱双星，（中册）151
光谱变星，（中册）54
光谱型，（中册）24
吸积，（中册）167

吸积柱，（中册）187
吸积盘，（中册）168，186
岁差章动基本方程，（下册）304
早型星，（中册）25
同步加速辐射，（中册）111
同步自转，（上册）205
同温层，（上册）178
回归年，（上册）97
回旋辐射，（中册）188
年首，（下册）47
年首平位置，（下册）46
年首平坐标，（下册）46
仿视星等，（中册）9
延伸大气，（中册）65
自由-自由跃迁，（中册）20
自由-束缚跃迁，（中册）20
自由摆动，（下册）113
自行，（中册）198
向点，（中册）289；（下册）10，22
行星气象学，（上册）2
行星际气体，（上册）394
行星际尘埃，（上册）393
行星状星云，（中册）215
行星族彗星，（上册）359
后发星团，（中册）199
后发星系团，（中册）375
全波天文学，（上册）110
会合运动方程式，（上册）204
会合周期，（上册）273
多色测光系统，（中册）12
多重星系，（中册）361
多普勒效应，（中册）47
多镜面望远镜，（上册）126
色余，（中册）240
色指数，（中册）12
色球网络，（上册）434
色温度，（中册）12
交点月，（上册）204
交食，（上册）226
灯塔效应，（中册）135
冲日，（上册）273
冲浪，（上册）434
池谷-关彗星，（上册）372
宇宙年，（中册）302
宇宙岛，（中册）334
宇宙学红移，（中册）409
宇宙学原理，（中册）423
宇宙线，（上册）116；（中册）242
宇宙背景辐射，（中册）430
米尔斯十字，（上册）114
米粒组织，（上册）426
导出常数，（下册）102
导星镜，（下册）86
阴阳历，（上册）102
红巨星支，（中册）212
红半规则变星，（中册）87
红变星，（中册）87
红移，（中册）47，350
级联跃迁，（中册）219

七　画

形心，（中册）291
形心行星，（上册）292
远日点，（上册）183

远星点，（中册）74
坍缩，（中册）40，114
均质层，（上册）178
极羽，（上册）442
极限星等，（上册）130
极移快速服务，（下册）116
极端星族I，（中册）310
极端星族II，（中册）312
克尔黑洞，（中册）143
克罗以茨群彗星，（上册）360
苏黎世分类法，（上册）450
赤纬日月岁差，（下册）33
赤纬系统误差，（下册）97
赤经日月岁差，（下册）33
赤经行星岁差，（下册）33
赤经系统误差，（下册）97
赤经总岁差，（下册）35
赤道式装置，（上册）128
赤道地平视差，（下册）12
赤道坐标系，（上册）66
赤道点，（下册）84
束缚-自由跃迁，（中册）20
束缚-束缚跃迁，（中册）19
还原大气，（上册）179
折反射望远镜，（上册）124
折射望远镜，（上册）118
时角坐标系，（上册）65
针状物，（上册）433
低速星，（中册）295，306
位置线，（下册）141
伴星，（中册）147
伽利略卫星，（上册）319
近日点，（上册）183
近地小行星，（上册）348
近星点，（中册）74
近点月，（上册）204
近点年，（上册）183
坐标量度仪，（下册）87
角反射器，（下册）128
快新星，（中册）93
闰日，（上册）99
闰月，（上册）102
闰年，（上册）100
闰秒（跳秒），（上册）90
沙罗周期，（上册）237
沃尔夫-拉叶星，（中册）66
沃尔夫相对数，（上册）451
沃尔夫数，（上册）451
沃格特-罗素定理，（中册）257
完全宇宙学原理，（中册）427
灾变变星，（中册）102
灾变说，（上册）397
初始主序，（中册）255
初始星表，（下册）96
阿尔文面，（中册）187
纬天平动，（上册）207
纵向塞曼效应，（中册）76
纽康周期，（上册）237

八 画

环形山，（上册）212
现代星云说，（上册）398
规则卫星，（上册）281
武仙AM，（中册）183

武仙X-1，（中册）182
板块运动，（上册）174
耶鲁星表，（下册）99
英仙双星团，（中册）197
英仙星团，（中册）199
英仙星系团，（中册）376
英仙β，（中册）171
范爱伦带，（上册）182
抽运，（中册）238
拉格朗日平动点，（上册）351
拉格朗日括号，（下册）247
欧拉动力学方程，（下册）296
欧拉角，（下册）293
欧拉周期，（下册）299
势函数，（下册）199
非引力效应，（上册）364
非均质层，（上册）178
帕邢系，（中册）22
帕洛玛天图，（中册）372
罗斯兰循环 （中册）218
国际大地测量与地球物理联合会，（下册）125
国际天文学联合会，（下册）98
国际地球自转服务，（下册）126
国际极移服务，（下册）115
国际时间局，（下册）115
国际纬度服务，（下册）115
国际纬度站，（下册）115
国际原子时，（下册）124
量交流，（中册）166
物理天平动，（上册）209
物理双星，（中册）148
物端棱镜，（上册）135
垂直环，（下册）75
垂直度盘，（下册）134
垂线偏差，（上册）171
垂线偏离，（上册）189
依巴谷天体测量卫星，（下册）107
质心力学时，（下册）124
质光比，（中册）357
质光关系，（中册）38
质量函数，（中册）162
质量瘤，（上册）224
贫金属星，（中册）310
贫星系团，（中册）371
金牛RV型星，（中册）87
金牛T型星，（中册）59
金斯不稳定性，（中册）250
周日天平动，（上册）208
周日平行圈，（上册）71
周日光行差，（下册）27
周日视差，（下册）11
周年光行差，（下册）23
周年视差，（中册）2，（下册）16
周光关系，（中册）81
周期流星，（上册）375
周期摄动，（下册）283
底片比例尺，（上册）139，（下册）87
底片常数，（下册）90
泡利不相容原理，（中册）119
波得定则，（上册）279
单谱分光双星（单线分光双星），（中册）151
定义常数，（下册）102

定标星，（下册）84
实用天文学，（上册）10
空间天文学，（上册）14
空间天体测量学，（下册）106
空间望远镜，（下册）108
视天顶距，（下册）3
视轨道，（中册）156
视自转速度，（中册）51
视向速度，（中册）48，284
视向速度曲线，（中册）153
视星等，（中册）8
视界，（中册）141
视亮度，（中册）7
视差动，（中册）289；（下册）20
视差位移，（下册）10
视差星，（下册）94
视椭圆，（中册）156
视超光速运动，（中册）419
弥漫星云，（中册）214
参考椭球面，（上册）167
经天平动，（上册）206
经典造父变星，（中册）79

九　画

玻璃陨石，（上册）387
春分点，（上册）55
标准向点，（中册）292
标准宇宙模型，（中册）432
柯瓦尔天体，（上册）351
相对口径，（上册）130
相对轨道，（中册）156
相对自行，（下册）93
相对论天体物理学，（中册）143
相对论宇宙论，（中册）424
相对视差，（下册）95
相对星表，（下册）96
相接双星，（中册）166
柱一，（中册）176
柱二，（中册）176
南门二，（中册）4
南银极，（中册）277
荧光过程，（中册）218
甚长基线干涉仪，（上册）146
轴颈，（下册）73
轻子时期，（中册）434
背点，（中册）289
临边昏暗，（上册）420
临界自转速度，（中册）73
临界等势面，（中册）165
哈勃分类，（中册）339
哈勃年龄，（中册）426
哈勃定律，（中册）350
哈勃效应，（中册）383
哈勃常数，（中册）350
哈雷彗星，（上册）365
星下点，（下册）141
星子，（上册）399
星云变星，（中册）59
星云说，（上册）397
星风，（中册）68，167
星对赤纬，（下册）110
星团变星，（中册）85
星系核，（中册）359
星系群，（中册）361

星际分子，（中册）234
星际有机分子，（上册）4
星际尘埃，（中册）239
星际吸收线，（中册）230
星际红化，（中册）239
星际原子，（中册）229
星际消光，（中册）239
星际微波激射源，（中册）238
星表历元平位置，（下册）46
星座，（上册）24
星冕，（中册）23
星族I，（中册）309
星族I造父变星，（中册）85
星族II，（中册）309
星族II造父变星，（中册）85
星链，（中册）205
星等，（中册）8
星群视差，（中册）200
星震，（中册）139
昴星团，（中册）197
秒差距，（中册）3
科胡特克彗星，（上册）371
钟差，（下册）72
钟速，（下册）139
复合，（中册）20
复合荧光过程，（中册）219
氢原子钟，（下册）119
重力异常，（上册）170
重磁旋体，（中册）415
俘获说，（上册）248
顺行，（上册）266
鬼星团，（中册）197
盾牌δ型星，（中册）86
食分，（上册）236
食双星，（中册）151
食季，（上册）243
食限，（上册）242
独立日数，（下册）27，58
逃逸速度，（上册）287
亮星云，（中册）214
恒星三角视差总表，（下册）100
恒星大气，（中册）23
恒星月，（上册）98
恒星年，（上册）97
恒星时，（上册）92
恒星位置的绝对测定，（下册）82
恒星位置的相对测定，（下册）84
恒星物理学，（上册）13
恒星视向速度总表，（下册）100
恒星摄谱仪，（上册）134
测不准关系，（中册）120
测光双星，（中册）153
测光轨道要素，（中册）160
测光轨道解，（中册）160
测站位移，（上册）189
测微光度计，（中册）29
测微器周值，（下册）112
活力公式，（上册）286
活动日珥，（上册）460
洋底扩张，（上册）173
洛希极限，（上册）290
洛希瓣，（中册）165
浑天说，（上册）44
前身星系，（中册）417

总星系，（上册）28
宣夜说，（上册）44
室女星系团，（中册）374
室女W型星，（中册）84
客星，（中册）91
类地行星，（上册）292
类星射电源，（中册）407
类新星变星，（中册）99
逆β衰变，（中册）123
扁平次系，（中册）312
退行速度，（中册）351
退耦时期，（中册）426
陨冰，（上册）388
绝对目视星等，（中册）12
绝对光电星等，（中册）12
绝对仿视星等，（中册）12
绝对自行，（下册）94
绝对星表，（下册）96
绝对星等，（中册）11
绝对热星等，（中册）12
绝对辐射星等，（中册）12
绝对照相星等，（中册）12

十　画

格里历，（上册）101
格林尼治平太阳时，（下册）121
格林尼治恒星时，（下册）139
核合成，（中册）268
核形成时期，（中册）434
真天极，（下册）31
真天顶距，（下册）3
真太阳时，（上册）83
真赤道，（下册）31
真位置，（下册）46
真恒星日，（下册）43
真恒星时，（下册）43
莫霍间断面，（上册）173
速逃星，（中册）208
速度弥散度，（中册）293
速度椭球，（中册）292
原子时，（上册）89；（下册）120
原子钟，（上册）89；（下册）119
原始大气，（上册）179
原恒星，（中册）252
较老星族I，（中册）310
致密星系，（中册）388
致密X射线源，（中册）180
热平衡，（中册）44
热层，（上册）178
热改正，（中册）13
热星等，（中册）9
热斑，（中册）169
晕星族II，（中册）312
恩克彗星，（上册）368
圆盘星族，（中册）312
钱德拉塞卡极限，（中册）121
钱德勒周期振动，（下册）300
钱德勒摆动，（下册）113
铁陨星（陨铁），（上册）383
氦丰度，（中册）272，434
氦闪，（中册）262
氧化大气，（上册）179
氨分子钟，（上册）89；（下册）119
造父一，（中册）79

造父变星，（中册）79
造父变星不稳定带，（中册）79
造父视差，（中册）83
透镜状星系，（中册）345
射电干涉仪，（上册）143
射电天文学，（上册）14
射电天体测量学，（下册）104
射电双源星系，（中册）392
射电头尾星系，（中册）394
射电致密星系，（中册）391
射电源闪烁，（中册）126
射电源惯性坐标系，（下册）106
射电瓣，（中册）391
臭氧层，（上册）179
爱因斯坦宇宙模型，（中册）423
留，（上册）266
站心坐标，（下册）11
高速星，（中册）295，306
高能天体物理学，（上册）13
高偏振星，（中册）183
高斯引力常数，（下册）102
凌日，（上册）270
准直差，（下册）78
海王星，（上册）329
流体静力学平衡，（中册）40
流星体，（上册）373
流星余迹，（上册）373
朔，（上册）201
朔望月，（上册）203
容许跃迁，（中册）218
冥王星，（上册）332
能层，（中册）144
通古斯陨星，（上册）389
通约，（下册）283

十 一 画

球状次系，（中册）313
球状体，（中册）226
球面三角形，（上册）57
球面天文学，（上册）9
理想坐标，（下册）88
彗状星云，（中册）61
黄半规则变星，（中册）87
黄赤交角章动，（下册）39
黄经日月岁差，（下册）33
黄经行星岁差，（下册）34
黄经岁差，（下册）34
黄经章动，（下册）39
黄道光，（上册）395
黄道坐标系，（上册）67
基本星，（下册）96
基本星表，（下册）96
基尔霍夫定律，（上册）423
基态，（中册）18
基线参数，（下册）127
基础常数，（下册）102
掠日彗星，（上册）360
常陈型星，（中册）77
常数变易法，（下册）243
晚型星，（中册）25
距离模数，（中册）11
冕洞，（上册）440
冕流，（上册）442
累积星等，（中册）11

累积脉冲轮廓，（中册）131
铯原子钟，（上册）89；（下册）119
银纬，（中册）277
银河星云，（中册）214
银经，（中册）277
银道，（中册）277
银道坐标系，（中册）277
银道面，（中册）277
铷原子钟，（下册）119
移动星团，（中册）198
第一宇宙速度，（上册）287；（下册）188
第二宇宙速度，（上册）287；（下册）188
第三宇宙速度，（下册）189
第谷体系，（上册）49
偶发流星，（上册）374
偏振度，（中册）113
船帆AI型星，（中册）86
船位圆，（下册）141
盘左观测，（下册）134
盘右观测，（下册）136
猎犬α型星，（中册）77
猎户星云，（中册）222
猎户座四边形，（中册）178
猎户YY型星，（中册）61
猎户θ′，（中册）177
旋涡星系，（中册）340
毫秒脉冲星，（中册）129
章动常数，（下册）38
章动椭圆，（下册）40
望，（上册）202
康德-拉普拉斯学说，（上册）398
鹿豹Z型星，（中册）100
渐台二，（中册）172
渐台型食双星，（中册）174
盖天说，（上册）44
密度波，（中册）321
隐带，（中册）361
维里质量，（中册）381
维里定理，（中册）379
综合孔径射电望远镜，（上册）146
综合星表，（下册）99

十　二　画

斑点干涉测量，（中册）15
棒旋星系，（中册）341
棱镜等高仪，（下册）144
椭圆星系，（中册）339
椭球双星，（中册）153
椭球变星，（中册）153
联系常数，（下册）92
散逸层，（上册）178
斯特龙根半径，（中册）233
超人差棱镜等高仪，（下册）145
超巨星，（中册）35
超巨星系，（中册）356
超米粒，（上册）427
超新星遗迹，（中册）104
裂变，（中册）43
提丢斯-波得定则，（上册）279
雅可比坐标系，（下册）217
雅可比积分，（下册）228
暂现X射线源，（中册）98
喷流，（中册）191，396

喀戎，（上册）352
星度坐标，（下册）87
黑子周期，（上册）452
黑子相对数，（上册）451
短周期彗星，（上册）359
短缺质量，（中册）381
等级式宇宙论，（中册）428
等值宽度，（中册）31
等高仪，（上册）160
氮序，（中册）66
傅科摆，（上册）184
奥尔特公式，（中册）298
奥尔特常数，（中册）301
奥伯斯佯谬，（中册）422
御夫RW型星，（中册）62
御夫ε，（中册）176
御夫ζ，（中册）176
温室效应，（上册）298
普朗克时期，（中册）433
富金属星，（中册）310
富星系团，（中册）371
强子时期，（中册）434

十 三 画

赖曼系，（中册）20
蓝移，（中册）47
蒭藁型星，（中册）88
蒭藁增二，（中册）88
蒙气差，（上册）115；（下册）7
蒙德极小期，（上册）411
禁戒跃迁，（中册）218
禁线，（中册）216
零龄主序，（中册）255
辐射压力，（中册）41
辐射纹，（上册）217
辐射带，（上册）182
辐射星等，（中册）9
辐射点，（上册）375；（中册）198
暗条，（上册）462
暗星云，（中册）224
蜂巢星团，（中册）197
照相天顶筒，（上册）162；（下册）113
照相天图星表，（下册）99
照相星等，（中册）9
矮星，（中册）36
矮星系，（中册）356
矮造父变星，（中册）85
锥形激波，（中册）168
简并电子气，（中册）119
像增强器（像管），（上册）156
微波背景辐射，（中册）428
微波激射，（中册）236
新星，（中册）91
满月，（上册）202
塞曼效应，（上册）456；（中册）75

十 四 画

静界，（中册）144
赫比格-阿罗天体，（中册）244
赫氏关系，（中册）81
赫氏空区，（中册）265
聚变，（中册）43
碳序，（中册）66
碳星，（中册）25

磁层，（上册）181
磁变星，（中册）54
磁球，（中册）187
磁暴，（上册）180
蜘蛛状星云，（中册）368
稳恒态宇宙模型，（中册）427
慢新星，（中册）93
赛弗特星系，（中册）388
谱线位移，（中册）48
谱线轮廓，（中册）31

十 五 画

蝎虎天体，（中册）400
蝎虎BL，（中册）400
暴缩，（中册）114
德国天文学会星表，（下册）99
颜色-星等图，（中册）202
潮汐力，（上册）247
潮汐分裂说，（上册）247
潮汐作用，（上册）189，288
潮汐摄动，（上册）189
潮汐摩擦，（上册）188

十 六 画

镜筒弯曲，（下册）81
儒略历，（上册）100
儒略日，（上册）104；（下册）46
鲸鱼UV型星，（中册）63
鲸鱼o，（中册）88
激发态，（中册）18
激光卫星，（下册）130
激光地球动力学卫星，（下册）130

十 七 画

瞬时极，（下册）114
瞬时根数，（下册）242
瞬时纬度，（下册）114

十 九 画

蟹状星云，（中册）109
爆发日珥，（上册）461
爆发变星，（中册）58
爆发星系，（中册）395

B型发射星，（中册）71
BIH，（下册）115
BN天体，（中册）250
BPM，（下册）121
CCD，（上册）156
CEI，（下册）105
E项，（下册）27
ERP，（下册）125
ET，（下册）123
FK3，（下册）98
FK4，（下册）98
FK5，（下册）98
GC，（下册）98
HD，（下册）100
HDE，（下册）100
HI区，（中册）231
HII区，（中册）231
IAU，（下册）102

IAU(1964)天文常数系统,(下册)102
IAU(1976,1980)天文常数系统,
(下册)102
IC,(下册)100
ILS,(下册)115
IPMS,(下册)115
IUGG,(下册)125
KL源,(中册)250
LAGEOS,(下册)130
LLR,(下册)126
M3,(中册)211
M13,(中册)208
M31,(中册)369
M33,(中册)370
M51,(中册)403
M82,(中册)395
M87,(中册)395
MERIT计划,(下册)125
N型星系,(中册)388
N30星表,(下册)98
NFK,(下册)98
NGC,(中册)195;(下册)100
NGC224,(中册)369
NGC598,(中册)370
NGC1199,(中册)412
NGC1265,(中册)394
NGC1275,(中册)397
NGC3034,(中册)395
NGC3384,(中册)411
NGC4319,(中册)411
NGC4486,(中册)395
NGC5128,(中册)399
NGC5139,(中册)208
NGC5194,(中册)403
NGC5195,(中册)403
NGC5272,(中册)208
NGC6205,(中册)208
OB星协,(中册)205
Of型星,(中册)69
R星协,(中册)205
SAO星表,(下册)99
SLR,(下册)126
STARLETTE卫星,(下册)130
T星协,(中册)205
TAI,(下册)124
TDB,(下册)124
TDT,(下册)124
UT0,(下册)122
UT1,(下册)122
UT2,(下册)122
UTC,(上册)89;(下册)124
VLBI,(下册)105
VLBL,(上册)146
X射线,(上册)150
X射线脉冲星,(中册)183
X射线脉冲源,(中册)181
X射线新星,(中册)98
X射线暴,(中册)213
γ射线,(上册)151
3C48,(中册)405
3C206,(中册)410
3C236,(中册)392
3C273,(中册)405
3α反应,(中册)44
0957+561,(中册)416
1968年BIH系统,(下册)116